



Общероссийский математический портал

А. Ю. Вараксин, Кластеризация частиц в турбулентных и вихревых двухфазных потоках, *ТВТ*, 2014, том 52, выпуск 5, 777–796

DOI: 10.7868/S0040364414050214

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 3.12.34.96

29 декабря 2024 г., 23:10:58



УДК 532.529

КЛАСТЕРИЗАЦИЯ ЧАСТИЦ В ТУРБУЛЕНТНЫХ И ВИХРЕВЫХ ДВУХФАЗНЫХ ПОТОКАХ

© 2014 г. А. Ю. Вараксин^{1,2}

¹Объединенный институт высоких температур РАН, Москва

²Московский государственный технический университет им. Н.Э.Баумана

E-mail: varaksin_a@mail.ru

Поступила в редакцию 15.01.2014 г.

Проведен обзор экспериментальных и расчетно-теоретических исследований, посвященных изучению различных аспектов образования кластеров в двухфазных потоках. Рассмотрены физические механизмы образования областей повышенной концентрации частиц как в турбулентных потоках, так и при обтекании двухфазными течениями тел, а также в свободных концентрированных вихрях.

DOI: 10.7868/S0040364414050214

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение.
2. Влияние концентрации частиц на интенсивность межфазных взаимодействий.
3. Кластеризация частиц в однородных и неоднородных турбулентных потоках.
 - 3.1. Особенности анализа кластеризации частиц.
 - 3.2. Влияние инерционности частиц.
 - 3.2.1. Время динамической релаксации.
 - 3.2.2. Влияние чисел Стокса на кластеризацию.
 - 3.3. Взаимобратное влияние столкновений и кластеризации частиц.
 - 3.3.1. Влияние столкновений частиц на их кластеризацию.
 - 3.3.2. Влияние кластеризации на столкновения частиц.
4. Кластеризация частиц при обтекании тел двухфазными потоками.
 - 4.1. Физические механизмы роста концентрации частиц.
 - 4.1.1. Торможение частиц вблизи поверхности тела.
 - 4.1.2. Столкновения частиц с поверхностью тела.
 - 4.1.3. Столкновения падающих и отраженных частиц между собой.
 - 4.2. Примеры расчетов.
5. Аэродинамическая фокусировка и кластеризация частиц в свободных концентрированных вихрях.
 - 5.1. Аэродинамическая фокусировка инерционных частиц.
 - 5.2. Кластеризация частиц в концентрированных вихрях.
6. Заключение.
7. Список литературы.

1. ВВЕДЕНИЕ

Образование кластеров — компактных областей со значительно повышенной концентрацией дисперсной фазы (частиц, капель), окруженных зонами с низкой концентрацией, представляет собой одно из самых интересных и сложных явлений. Явление аккумуляции (образование кластеров) инерционных частиц играет важную роль в самых различных физических процессах: от распространения ударных волн в двухфазных потоках [1–4], воспламенения, горения и гетерогенной детонации [5–9], отклонения от экспоненциального закона затухания излучения в запыленной среде [10] до быстрого роста капель в дождевых облаках [11, 12], формирования планет из туманностей [13] и т.п. В работах [14, 15] показано, что кластеризация частиц приводит к возрастанию скорости седиментации. В случае однородной турбулентности кластеризация вызывает рост ядер столкновения и коагуляции [16–19].

Особыми случаями формирования градиентных полей концентрации дисперсной фазы являются случаи генерации дисперсной фазы (твердых частиц, капель, пузырей) в изначально однофазных течениях. Примерами здесь могут служить процессы пиролиза за ударными волнами [20, 21], гомогенной конденсации при расширении паров металлов в вакуум [22], лазерной абляции металлов [23–25], кипения жидкостей [26, 27] и многие другие.

Обзор построен следующим образом. В разделе 2 сделан акцент на влияние концентрации дисперсной фазы на интенсивность межфазных взаимодействий, определяющих физику двухфазных потоков. Раздел 3 посвящен анализу работ, в которых авторы изучали эффект кластеризации частиц в однородных и неоднородных турбулент-

ных потоках. В разделе 4 описаны механизмы роста концентрации частиц в окрестности тел, обтекаемых двухфазными течениями, и приведены соответствующие примеры расчетно-теоретических и экспериментальных исследований. Раздел 5 содержит описание и анализ работ, посвященных изучению явления аэродинамической фокусировки частиц, а также их кластеризации в свободных концентрированных вихрях.

2. ВЛИЯНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ЧАСТИЦ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ МЕЖФАЗНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Экстенсивной физической характеристикой двухфазных потоков является концентрация дисперсной примеси. На рис. 1 приведены возможные разновидности двухфазных потоков в зависимости от объемной концентрации дисперсной фазы [28, 29].

При моделировании движения частиц в слабозапыленных потоках), т.е. при небольшой объемной концентрации дисперсной фазы ($\Phi \leq 10^{-6}$), основное внимание уделяется, как правило, установлению характеристик (поведения) частиц при их взаимодействии с турбулентными вихрями несущего потока. В англоязычной литературе такие расчеты получили название “one-way coupling”, что означает учет лишь однонаправленного воздействия несущего течения на взвешенные в нем частицы, полностью определяющего особенности их поведения.

С ростом концентрации частиц ($10^{-6} < \Phi \leq 10^{-3}$) они в свою очередь начинают оказывать влияние на характеристики (все без исключения) несущей среды [30–35]. Учет взаимного влияния дисперсной и несущей фаз существенно осложняет математическое моделирование двухфазного потока

(в англоязычных публикациях такие расчеты называют “two-way coupling”).

Дальнейшее повышение концентрации частиц ($\Phi > 10^{-3}$) приводит к необходимости учета вклада межчастичных взаимодействий в процесс переноса импульса и энергии дисперсной фазы [36]. Хаотизация движения частиц при их взаимодействии получила название псевдотурбулентности (“pseudoturbulence”) для отличия от собственно турбулентных пульсаций скоростей частиц, связанных с их вовлечением в турбулентное движение несущего потока. Псевдотурбулентные пульсации частиц могут быть вызваны двумя причинами: 1) гидродинамическим взаимодействием между частицами путем обмена импульсом и энергией через случайные поля скоростей и температур несущей среды; 2) непосредственным взаимодействием путем столкновений. Увеличение концентрации и размера (инерционности) частиц приводит к тому, что обмен импульсом и энергией между частицами в результате столкновений по сравнению с гидродинамическим взаимодействием существенно возрастает. В сильнозапыленных потоках определяющую роль в формировании статистических свойств дисперсной фазы играют межчастичные столкновения. Учет парных (бинарных) столкновений частиц добавляет сложности при математическом моделировании (в англоязычной литературе такие расчеты называют “four-way coupling”).

Отметим также, что только в случае очень крупных (высокоинерционных) частиц процессы взаимодействия частиц с турбулентными вихрями несущей фазы и межчастичные столкновениями можно считать статистически независимыми. Время релаксации таких частиц много больше характерного времени их взаимодействия с турбулентными вихрями, поэтому их движение некоррелировано с турбулентными пульсациями несущей среды. В другом предельном случае мелких (малоинерционных) частиц необходимо учитывать взаимное влияние межчастичных взаимодействий и взаимодействия “частица-турбулентность”.

Из сказанного выше ясно, что в двухфазных потоках с относительно небольшим массовым содержанием (концентрацией) дисперсной фазы, в которых частицы не претерпевают столкновений и не оказывают влияния на течение несущей сплошной среды, явление кластеризации может приводить к качественной перестройке потока. Резкий рост концентрации частиц в локальных областях ведет к увеличению вероятности столкновений частиц и их влиянию на все без исключения характеристики несущей фазы.

Формирование локальных областей повышенной концентрации частиц было выявлено экспериментальным или расчетным путем в различных потоках: однородная изотропная турбулентность



Рис. 1. Классификация гетерогенных потоков по объемной концентрации дисперсной фазы.

[37–39], сдвиговые течения в трубах (каналах) [40, 41], течения в пограничном слое [42], струйные течения [43], следы за обтекаемыми телами [44], обтекание затупленных тел [45–47], свободные концентрированные вихри [48–51] и т.п. К настоящему времени имеется значительное количество расчетно-теоретических и экспериментальных работ, посвященных явлению кластеризации инерционных частиц в двухфазных потоках.

3. КЛАСТЕРИЗАЦИЯ ЧАСТИЦ В ОДНОРОДНЫХ И НЕОДНОРОДНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ ПОТОКАХ

Кластеризация частиц не учитывается в большинстве развитых математических моделей для расчета модификации характеристик несущей фазы вследствие присутствия дисперсной фазы, дисперсии, седиментации, столкновений частиц и их коагуляции. Развитые методы математического моделирования основаны на предположении, что частицы равномерно распределены в пространстве случайным образом, т.е. без учета процесса аккумуляирования частиц.

Образование кластеров может происходить как в неоднородных, так и в однородных турбулентных потоках. В случае неоднородных потоков кластеризация тяжелых частиц вызывается их турбулентной миграцией (турбофорезом), т.е. перемещением из областей с высокой интенсивностью турбулентных пульсаций скорости в области с низкой степенью турбулентности [52, 53]. В однородных турбулентных потоках отсутствуют градиенты пульсаций скорости несущей фазы и перемещение частиц вследствие турбофореза не имеет места. Тем не менее эффект аккумуляирования частиц наблюдается и в однородной турбулентности. Отметим, что пространственное распределение частиц в статистически однородном турбулентном течении носит локальный случайный характер и изменяется во времени. Локальное повышение концентрации тяжелых частиц наблюдается в областях с малой завихренностью вследствие действия центробежной силы.

3.1. Особенности анализа кластеризации частиц

Для анализа явления кластеризации частиц в турбулентных потоках более корректной является так называемая сферическая формулировка. Разница сферической и цилиндрической формулировок для относительно малоинерционных частиц связана с отличием продольной и поперечной корреляционных функций и их пространственных масштабов [54]. Выражение для ядра столкновений в сферической формулировке с учетом

неоднородности распределения частиц в пространстве имеет вид [16, 17]

$$\beta = 2\pi R^2 |\bar{w}_r(R)|\Gamma(R), \quad (1)$$

где $R = d_p$ – радиус сферы столкновений, равный для одинаковых частиц их диаметру; $|\bar{w}_r(r)|$ – осредненное значение модуля радиальной компоненты относительной скорости двух частиц, находящихся на расстоянии r ; $\Gamma(r)$ – радиальная функция распределения, равная отношению вероятности обнаружения определенного числа частиц в бесконечно тонкой оболочке радиуса r вокруг выделенной частицы к соответствующей величине в потоке с однородно распределенной примесью.

Из (1) видно, что ядро столкновений зависит как от относительной скорости между соседними частицами (транспортный эффект), так и от неоднородности распределения частиц в пространстве, характеризуемой радиальной функцией распределения (эффект аккумуляирования).

Для количественной характеристики процесса кластеризации частиц могут быть использованы различные критерии [18]. Широкое распространение в литературе [38–40, 55] получил способ описания явления аккумуляирования на основе отклонения плотности вероятности числа частиц, находящихся в фиксированных пространственных ячейках, от пуассоновского распределения, соответствующего статистически независимому случайному распределению частиц. Тем не менее для расчета процессов столкновений и коагуляции более удобной характеристикой эффекта аккумуляирования частиц является радиальная функция распределения Γ , непосредственно входящая в определение ядра столкновений (1) [16–18, 56, 57].

3.2. Влияние инерционности частиц

Несмотря на стохастическую природу турбулентности, распределение инерционных частиц в турбулентных потоках не является случайным. Эффект аккумуляирования частиц в значительной степени обусловлен именно инерцией частиц в процессе их взаимодействия с когерентными вихревыми образованиями турбулентной несущей среды.

3.2.1. Время динамической релаксации. Инерция движущихся в потоке твердых частиц определяется их размером (диаметром) d_p и физической плотностью ρ_p . Комплексной характеристикой инерционности частиц является время их динамической релаксации τ_p , представляемое в следующем виде:

$$\tau_p = \tau_{p0}/C(\text{Re}_p) = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu C(\text{Re}_p)}. \quad (2)$$

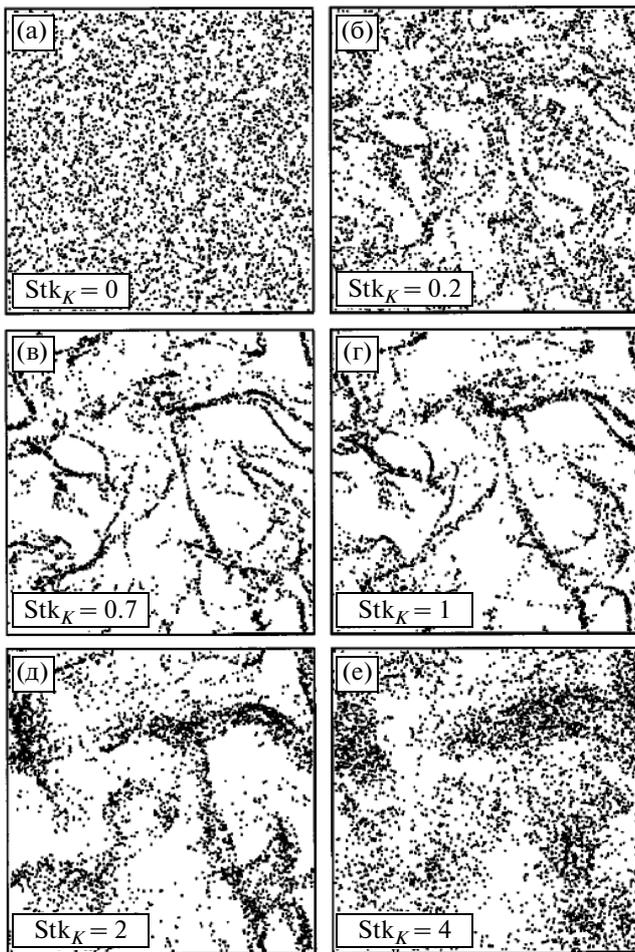


Рис. 2. Эффект аккумуляции частиц в однородной изотропной турбулентности при различных числах Стокса.

Здесь τ_{p0} – время динамической релаксации стоксовой частицы; μ – динамическая вязкость. Отметим, что время релаксации частицы зависит и от динамической вязкости среды, в которой происходит ее движение. Поправочная функция $C(Re_p)$ учитывает влияние сил инерции на время релаксации нестоксовой частицы. Таким образом, в случае движения нестоксовой частицы ее инерционность зависит также и от числа Рейнольдса частицы Re_p , вычисляемого по относительной скорости между фазами и диаметру частиц.

Благодаря своей инерционной природе частицы практически никогда не следуют за линиями тока несущей фазы. По-видимому, исключениями являются лишь три случая: 1) плотность материала частиц равна (или близка) плотности несущего потока ($\rho_p \approx \rho$); 2) размер частиц намного меньше размера наименьших вихрей (колмогоровского масштаба), т.е. $d_p \ll \eta_K$; 3) вязкость среды, в которой происходит движение частиц, очень велика.

Современные методы диагностики однофазных турбулентных потоков включают в себя методы лазерной доплеровской анемометрии (ЛДА, в англоязычной практике – LDA), метод анемометрии по изображениям частиц (АИЧ, в англоязычной литературе – PIV) и их многочисленные модификации. Для измерения кинематических параметров (осредненных скоростей, пульсационных скоростей и т.п.) несущей среды в нее вводят частицы-трассеры предельно малой инерционности ($\tau_p \rightarrow 0$) и массовой (объемной) концентрации [29, 32, 58–60]. Движение таких частиц будет осуществляться как движение пассивной примеси, полностью отслеживающей турбулентные пульсации всех масштабов. Предполагается, что такие частицы будут случайным образом, но однородно (это очень важно) распределены в пространстве.

Очевидно, что с ростом инерционности, с одной стороны, снижается степень увлечения (степень отклика) частиц на турбулентные пульсации скорости несущей среды, а с другой – увеличивается размер области, в которой частица сохраняет “память” о происшедшем ранее акте взаимодействия с турбулентными структурами несущей фазы.

3.2.2. Влияние чисел Стокса на кластеризацию. Эффект аккумуляции частиц в большой степени обусловлен именно инерционностью частиц по отношению к разным характерным масштабам турбулентных пульсаций несущей фазы, а значит может быть проанализирован с использованием соответствующих чисел Стокса [29].

Для иллюстрации явления аккумуляции на рис. 2 представлены результаты прямого численного моделирования [17] мгновенных полей распределений частиц в однородной изотропной турбулентности при различных значениях числа Стокса, характеризующего инерционность частиц и равному отношению времени динамической релаксации частицы τ_p к колмогоровскому временному микромасштабу τ_K . Каждая точка на рис. 2 соответствует центру отдельной частицы. Как показали расчеты, локальное повышение концентрации инерционных частиц происходит вследствие действия центробежной силы при взаимодействии частиц преимущественно с мелко-масштабными вихревыми структурами несущего потока и наблюдается в областях с малой завихренностью. Было также выявлено, что наиболее отчетливо эффект кластеризации проявляется при совпадении времени динамической релаксации частиц и временного колмогоровского микромасштаба турбулентности, т.е. при $Stk_K \approx 1$.

Далее рассмотрим и проанализируем результаты работы [61]. В этом исследовании развита двухточечная кинетическая модель для описания дисперсии и кластеризации частиц, основанная на кинетическом уравнении для ФПВ распределения относительной скорости пары частиц. По-

лучена замкнутая система уравнений для радиальной функции распределения и структурных функций второго порядка пульсаций скоростей частиц.

Результаты расчета радиальной функции распределения в зависимости от расстояния между частицами и числа Рейнольдса, полученные в [61] для однородной изотропной турбулентности, представлены на рис. 3 и 4. Здесь $r^0 = r/\eta_K$ – безразмерное расстояние между частицами (η_K – колмогоровский микромасштаб); $Re_\lambda = (15u'^4/\varepsilon\nu)^{1/2}$ – число Рейнольдса, построенное по пространственному микромасштабу Тейлора (u' – пульсационная скорость несущего газа). В предельных случаях малоинерционных (пассивная примесь) и высокоинерционных (течение с крупными частицами) частиц поле концентрации статистически однородно, и, следовательно, $\Gamma = 1$. В соответствии с приведенными данными радиальная функция распределения проходит через максимум по мере возрастания времени релаксации частиц. Как видно из рис. 3, положение максимума при малых расстояниях между частицами хорошо масштабируется колмогоровскими микромасштабами ($Stk_K \approx 1$), что подтверждает определяющую роль мелкомасштабных турбулентных структур в формировании явления кластеризации частиц. Из рис. 3 также следует, что при увеличении расстояния между частицами пик радиальной функции распределения снижается и сдвигается по направлению к большим значениям времени релаксации частиц. Необходимо отметить, что приведенные на рис. 3 данные работы [61] хорошо согласуются с результатами прямого численного моделирования [16, 17].

Как было показано в [39], при $Stk_K \gg 1$ частицы также обладают свойством аккумуляции в пространстве. Движение таких инерционных частиц управляется крупномасштабными турбулентными структурами. Поэтому для описания эффекта кластеризации крупных частиц лучше использовать интегральные масштабы турбулентности (см. рис. 4). Видно, что распределение радиальной функции для инерционных частиц также характеризуется максимумом, однако величина Γ заметно ниже, чем в случае малоинерционных частиц. Тем не менее вследствие одинаковой природы (действие на частицы центробежных сил) явление кластеризации наблюдается и в случае относительно инерционных частиц и достигает максимальной величины при совпадении времени релаксации частиц и интегрального лагранжева масштаба турбулентности ($Stk_L \approx 1$). Отметим также, что приведенные на рис. 4 данные [61] хорошо согласуются с результатами прямого численного моделирования [39].

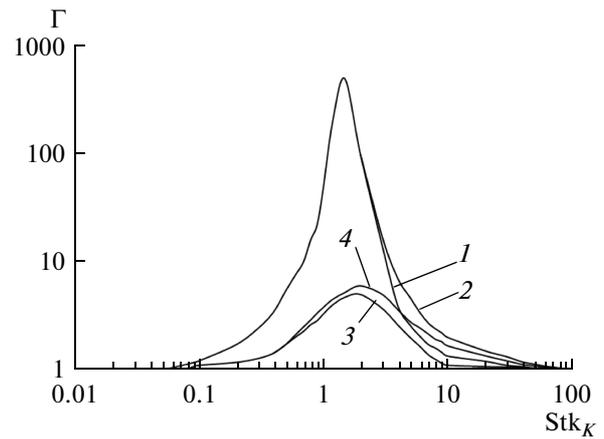


Рис. 3. Влияние числа Стокса Stk_K на радиальную функцию распределения при малых расстояниях между частицами: 1 – $r^0 = 0.025$, $Re_\lambda = 37$; 2 – $r^0 = 0.025$, $Re_\lambda = 82$; 3 – $r^0 = 1$, $Re_\lambda = 24$; 4 – $r^0 = 1$, $Re_\lambda = 75$.

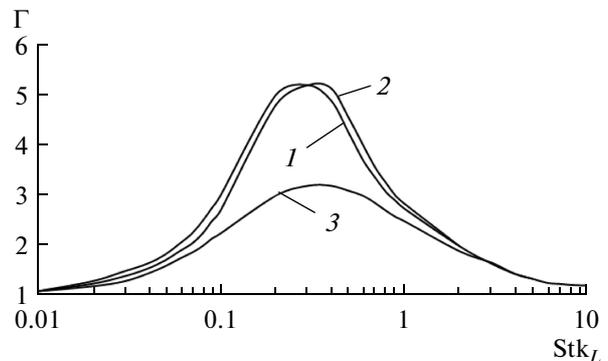


Рис. 4. Влияние числа Стокса Stk_L на радиальную функцию распределения при обезразмеривании с помощью интегральных масштабов ($r/L = 0.05$): 1 – $Re_\lambda = 53$, 2 – 69, 3 – 134.

Таким образом, имеющиеся исследования показывают, что явление кластеризации наиболее заметно проявляется для частиц, время релаксации которых близко к колмогоровскому временному масштабу, однако в более слабом виде обнаруживается и для относительно высокоинерционных частиц на больших расстояниях между ними.

3.3. Взаимобратное влияние столкновений и кластеризации частиц

С ростом концентрации частиц (то есть при переходе от разреженной дисперсной среды к плотной) увеличивается частота столкновений, пропорциональная их концентрации. В результате возрастающей роли столкновений должно проявляться влияние концентрации частиц на их

кластеризацию. Однако если исследованию влияния кластеризации (эффекта аккумуляции) частиц на скорость столкновений посвящено довольно большое число работ, то обратной задаче — влиянию столкновений на кластеризацию частиц уделялось существенно меньшее внимание.

3.3.1. Влияние столкновений частиц на их кластеризацию. Исследования влияния концентрации и столкновений частиц на кластеризацию находятся в начальной стадии и представлены, по видимому, только в работах [62, 63]. Так, данные прямого численного моделирования (DNS) [62] свидетельствуют, что столкновения способствуют (препятствуют) кластеризации малоинерционных (высокоинерционных) частиц. Результаты DNS [63] показывают увеличение отклонения плотности вероятности числа частиц, находящихся в фиксированных пространственных ячейках, от пуассоновского распределения, соответствующего статистически независимому случайному распределению частиц. Таким образом, в [63] установлено усиление эффекта аккумуляции как малоинерционных, так и высокоинерционных частиц с возрастанием их концентрации и, соответственно, частоты столкновений, что объясняется уменьшением длины свободного пробега частицы и относительной дисперсии двух частиц. В целом роль концентрации и обусловленное ею влияние межчастичных столкновений на эффект кластеризации частиц в турбулентной среде изучены недостаточно.

В работе [64] проведено исследование влияния концентрации на кластеризацию частиц через механизм столкновений на основе двухточечной статистической модели дисперсии и аккумуляции частиц, предложенной в [65] и модифицированной в [66, 67]. Модель [65–67] справедлива для разреженной дисперсной среды, когда столкновения отсутствуют. Развитие этой модели с целью учета столкновений основано на теории Боголюбова–Борна–Грина–Кирквуда. В широком диапазоне изменения концентрации, инерционности и размера частиц выполнен анализ влияния столкновений на их кластеризацию. Установлено, что характер влияния столкновений на кластеризацию неоднозначен и в зависимости от значения числа Стокса столкновения могут приводить как к усилению, так и к ослаблению эффекта кластеризации. Показано, что с ростом концентрации происходит переход от кластерного распределения частиц с максимальным значением радиальной функции распределения в точке контакта к “жидкостноподобному” распределению с осциллирующей радиальной функцией распределения.

3.3.2. Влияние кластеризации на столкновения частиц. При описании процессов столкновений частиц, приводящих к их коагуляции, обычно предполагают действие различных физических

механизмов независимыми друг от друга. Таким образом, полное ядро коагуляции считается равным сумме ядер коагуляции, обусловленных отдельными механизмами столкновений частиц. Очевидно, что многочисленные механизмы столкновений являются взаимосвязанными и линейная суперпозиция ядер коагуляций может приводить к существенным ошибкам. Обычно не принимают во внимание и эффект аккумуляции (кластеризации) частиц вследствие турбулентной природы течения, который может стать причиной значительного роста скорости агломерации.

Величины “ядра столкновений” и “ядра коагуляции” входят в подынтегральные выражения кинетического уравнения, описывающего изменения спектра частиц по размерам вследствие процессов агломерации [68]. Отметим, что указанные термины обычно относят к процессам, которые характеризуются отсутствием или наличием слияния частиц при столкновениях соответственно. В первом случае общее число частиц в системе сохраняется, во втором — снижается. При вычислении ядра коагуляции необходимо учитывать гидродинамическое взаимодействие двух частиц вследствие их относительного движения. Нахождение ядра столкновений проводится в кинематическом приближении (без учета гидродинамического взаимодействия) и не требует анализа вероятности слияния частиц.

Несколько слов о механизмах, приводящих к столкновениям и коагуляции частиц. Все они могут быть разделены на два основных класса, связанных с осредненным и пульсационным относительным движением частиц. К первому классу можно отнести механизмы гравитационной седиментации частиц, имеющих различные размеры и (или) плотности и характеризующихся различными временами динамической релаксации, и наличие осредненной относительной скорости между двумя частицами вследствие градиента (сдвига) осредненной скорости несущего потока. Ко второму классу относятся механизмы, приводящие к столкновениям частиц вследствие пульсаций их скоростей, например, в результате турбулентных пульсаций скорости несущей фазы или броуновского движения.

В работе [68] найдены выражения для расчета вкладов гравитационного и градиентного механизмов, а также турбулентно-броуновского механизмов в полное ядро коагуляции.

4. КЛАСТЕРИЗАЦИЯ ЧАСТИЦ ПРИ ОБТЕКАНИИ ТЕЛ ДВУХФАЗНЫМИ ПОТОКАМИ

Обтекание тел гетерогенными (двухфазными) потоками имеет место в многочисленных технических и промышленных приложениях. Примерами здесь являются: вход летательных аппаратов

в запыленные атмосферы планет, подъем ими мелких частичек пыли и песка с земной поверхности, пересечение летательными аппаратами облаков и высотных слоев вулканического пепла, ракетный старт или расцепка ступеней с использованием металлизированного топлива, пескоструйная и дробеструйная обработка, процессы напыления [69], движение двухфазных рабочих тел и теплоносителей в трактах энергетических установок и многое другое.

Различные аспекты таких течений изучаются расчетно-теоретическими и экспериментальными методами на протяжении нескольких десятилетий (см., например, [45–47, 70–77]). В настоящем обзоре будет сделан акцент на описании и анализе результатов исследований, авторы которых уделяли повышенное внимание рассмотрению эффектов образования областей повышенной концентрации дисперсной фазы вблизи обтекаемых тел. Математическое и физическое изучение указанного явления осложнено многочисленными физическими процессами, проистекающими в двухфазных потоках. Отметим, например, математическую проблему при описании “каустики” – огибающей траекторий отраженных от тела частиц, где концентрация частиц стремится к бесконечности. Данная проблема решается путем использования лагранжева подхода (например, [78]) или при помощи траекторного дискретно-континуального метода [79].

Тем не менее построение “строгой” математической модели обтекания тел двухфазными потоками наталкивается на многочисленные неопределенности “входных” данных и осложняющие обстоятельства. Отметим лишь некоторые из них: полидисперсность и несферичность падающих частиц, приводящая к “разбросу” их траекторий до столкновения с телом и углов отражения от его поверхности; шероховатость поверхности обтекаемого тела, которая к тому же изменяется в процессе бомбардировки твердыми частицами и не контролируется в процессе эксперимента; турбулентность несущего газа и ее модификация вследствие присутствия дисперсной фазы; наличие скачка уплотнения и его размытие как падающими, так и отраженными частицами; столкновительные процессы между частицами разных сортов (падающими, отраженными и др.); возможность многократных столкновений дисперсной фазы с поверхностью обтекаемого тела и т.п.

Существенным моментом при создании математических моделей является корректное описание столкновительного взаимодействия дисперсной фазы с поверхностью тела. Результатом этого взаимодействия [80] может стать адгезия (прилипание) к поверхности частиц, сильно затормозившихся в окрестности критической точки, их отскок навстречу потоку (при умеренных скоростях

падения) и внедрение в кристаллическую решетку тела (при высоких скоростях).

4.1. Физические механизмы роста концентрации частиц

Поведение частиц около поверхности тел, обтекаемых гетерогенными потоками, зависит от характеристик дисперсной фазы (прежде всего, инерционности и концентрации) в набегающем потоке. Вблизи поверхности тел концентрация дисперсной фазы может в десятки раз превышать ее значение в набегающем потоке. Распределение концентрации частиц около тела определяет величину коэффициента теплоотдачи, реализующегося при обтекании тела. Рост концентрации частиц происходит вследствие действия трех основных физических механизмов, а именно 1) торможения частиц вблизи поверхности тела, 2) столкновений частиц с поверхностью тела (появление в потоке “фазы” отраженных частиц), 3) столкновений падающих и отраженных частиц между собой. Наличие и интенсивность того или иного из перечисленных механизмов будут в значительной мере определяться инерционностью частиц и их концентрацией в набегающем потоке.

Ниже описаны и проанализированы основные механизмы роста концентрации частиц в окрестности критической точки тел (см. рис. 5).

4.1.1. Торможение частиц вблизи поверхности тела. По мере приближения к телу газ теряет осевую составляющую скорости ($\partial U_x / \partial x < 0$), но в силу уравнения неразрывности приобретает радиальную составляющую ($\partial U_y / \partial y > 0$) и обтекает тело. В случае несжимаемого газа его плотность, а следовательно, и концентрация молекул в окрестности критической точки не претерпевают изменения. Похожим образом ведут себя и малоинерционные частицы, для которых число Стокса в осредненном движении $Stk_f \rightarrow 0$, т.е. при реализации равновесного или квазиравновесного течений [29]. Такие частицы следуют линиям тока несущего газа и движутся без проскальзывания относительно газа в осредненном движении. Картина обтекания меняется с ростом инерционности частиц. Частицы отклоняются от линий тока газа, не успевают приобретать поперечную скорость и претерпевают столкновения с телом. При этом торможение частиц (уменьшение осевой составляющей скорости) в окрестности критической точки тела может быть существенным. Торможение частиц ведет к их накоплению в рассматриваемой области (рис. 5б).

Данные рис. 6 и рис. 7 призваны проиллюстрировать влияние торможения частиц на рост их концентрации вблизи обтекаемого тела (сферы).

Распределение скоростей газа (кривая 5 на рис. 6) задавалось из решения для потенциально-

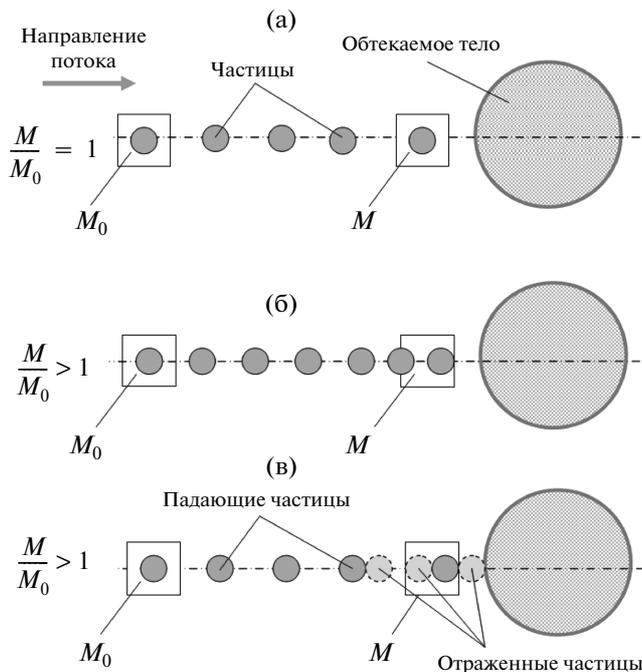


Рис. 5. Иллюстрация механизма роста концентрации частиц в окрестности критической точки обтекаемого тела: (а) — исходная ситуация, (б) — при наличии торможения частиц, (в) — при наличии отражения частиц от поверхности.

го обтекания [76, 77]. Для нахождения скоростей частиц в заданном поле скоростей газа использовалось одномерное лагранжево уравнение их осредненного движения, записываемое в безразмерном виде

$$\bar{V}_x \frac{d\bar{V}_x}{d\bar{x}} = \frac{\bar{U}_x - \bar{V}_x}{Stk_f}, \quad (3)$$

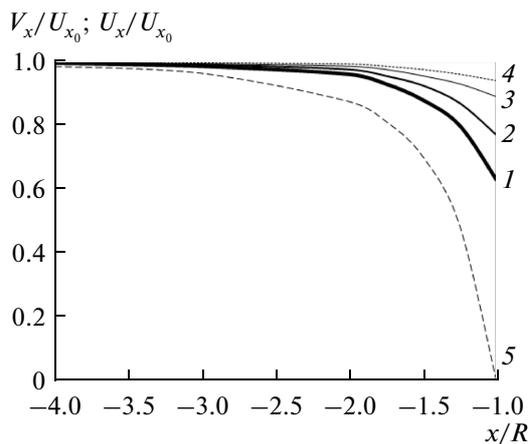


Рис. 6. Распределения скоростей газа и частиц вблизи критической точки сферы при потенциальном обтекании ($y=0$): 1 — $Stk_f = 1$, 2 — 2, 3 — 5, 4 — 10, 5 — газ.

где $Stk_f = \frac{\tau_{p0} U_{x0}}{R}$ — число Стокса в осредненном движении, τ_{p0} — время динамической релаксации частицы; U_{x0} — скорость не возмущенного присутствием тела потока, $\bar{V}_x = V_x/U_{x0}$ — безразмерная осевая скорость частиц, $\bar{U}_x = U_x/U_{x0}$ — безразмерная осевая скорость газа, $\bar{x} = x/R$ — безразмерное расстояние, R — радиус сферы. Ось x начинается в центре сферы и направлена вниз по потоку, так что критическая точка имеет координату $\bar{x} = -1$.

Уравнение (3) решалось при следующих граничных условиях: $\bar{x} = -\infty, \bar{V}_x = \bar{U}_x = 1$. При проведении расчетов инерционность частиц (число Стокса) варьировалась от $Stk_f = 1$ до $Stk_f = 10$. Предполагалось, что именно в указанном диапазоне чисел Стокса реализуется механизм повышения концентрации частиц вследствие их торможения в окрестности тела. Действительно, при $Stk_f = 1$ коэффициент осаждения частиц $\eta \approx 0.5$ [77]. Это означает, что значительная часть частиц не успевает приобрести необходимую радиальную составляющую скорости и претерпевает соударение с телом. В случае $Stk_f = 10$ коэффициент осаждения близок к единице ($\eta \approx 1$), но их торможение в области критической точки незначительно (см. рис. 6). На рис. 7 приведены распределения концентрации частиц в окрестности критической точки. Видно, что эффект их торможения приводит к росту их концентрации в критической точке тела ($\bar{x} = x/R = -1$) на 6, 12, 30 и 60% для течений с числами Стокса $Stk_f = 10, 5, 2$ и $Stk_f = 1$ соответственно.

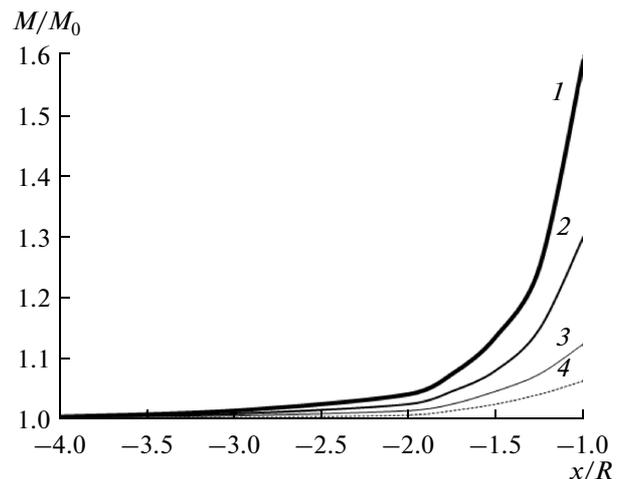


Рис. 7. Распределения массовой концентрации частиц вблизи критической точки сферы при потенциальном обтекании ($y=0$): 1 — $Stk_f = 1$, 2 — 2, 3 — 5, 4 — 10; M_0 — массовая концентрация частиц в невозмущенном потоке.

4.1.2. Столкновения частиц с поверхностью тела.

С ростом инерционности (числа Стокса Stk_f) частиц увеличивается вероятность их соударения с поверхностью тела [76, 77]. Появление в потоке “фазы” отраженных частиц ведет к росту концентрации частиц в окрестности критической точки (рис. 5в).

Для иллюстрации анализируемого механизма были проведены одномерные оценочные расчеты движения частиц в окрестности затупленного тела [76]. Термин “затупленное тело” в рассматриваемом случае предполагает такую форму передней кромки тела, при которой возможна реализация многократных соударений частицы с его поверхностью. На рис. 8а приведены рассчитанные распределения скоростей как падающих, так и отраженных от тела частиц. На рис. 8б показаны также и распределения концентрации частиц для различных x (x – расстояние от критической точки тела вверх по потоку). При проведении расчетов скорость несущего газа была взята равной 3 м/с. С целью упрощения оценок торможением газа вблизи поверхности тела пренебрегалось, так как анализировалось движение достаточно инерционных частиц.

Для наглядности и упрощения анализа на рис. 8а показаны изображения центров частиц через одинаковые промежутки времени ($\Delta t = 0.004$ с). Таким образом, приведенные данные дают наглядное представление о динамике падающих (ветвь 1) и отраженных после первого, второго, третьего и четвертого соударений (ветви 2, 3, 4 и 5 соответственно) частиц. Геометрия области повышенной концентрации частиц зависит от расстояния, на которое проникают отраженные частицы навстречу основному потоку. Очевидно, что более инерционные частицы проникают на большее расстояние вверх по нему. Необходимо отметить, что с ростом скорости потока (при одной и той же инерционности частиц, $Stk_f = \text{const}$) величина относительного отскока частиц от поверхности тела будет снижаться. При движении навстречу потоку происходит интенсивное торможение отраженных частиц, что также является фактором, способствующим повышению их концентрации.

Распределение концентрации частиц вблизи поверхности тела, полученное путем обработки данных по распределениям скоростей, приведено на рис. 8б. Можно сделать вывод, что это распределение вблизи поверхности тела носит существенно неоднородный характер и имеет максимумы. Отметим, что оценки проводились для затупленного тела. В случае если передняя кромка тела скруглена (например, представляет собой полусферу) или является конусом (даже с большими углами полураствора), картина обтекания будет отличной от полученной в расчетах, так как вероятность многократных соударений частиц с поверхностью тела будет чрезвычайно мала.

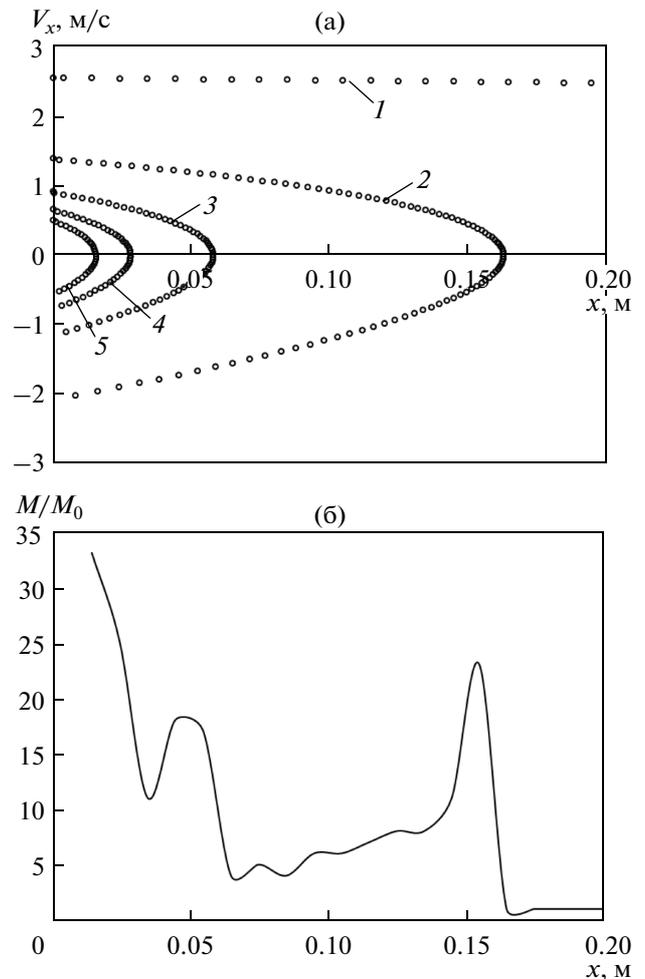


Рис. 8. Рассчитанные распределения скоростей (а) и массовой концентрации (б) сферических частиц стекла диаметром 200 мкм вблизи поверхности затупленного тела ($y = 0$). Цифрами обозначены распределения скоростей: 1 – падающих частиц, 2 – частиц после первого соударения, 3 – после второго соударения, 4 – после третьего соударения, 5 – после четвертого соударения.

Тем не менее приведенные оценки по распределению концентрации частиц вблизи поверхности тела, обтекаемого гетерогенным потоком, находятся в согласии с выводами [76]. В этой работе показано, что значение концентрации частиц около критической точки тела может превышать в десятки раз соответствующую величину в набегающем потоке.

4.1.3. Столкновения падающих и отраженных частиц между собой. С ростом концентрации частиц в набегающем потоке (при наличии отраженных от тела частиц) увеличивается вероятность столкновений между падающими и отраженными частицами.

Интенсивное столкновительное взаимодействие частиц начинается при концентрации по-

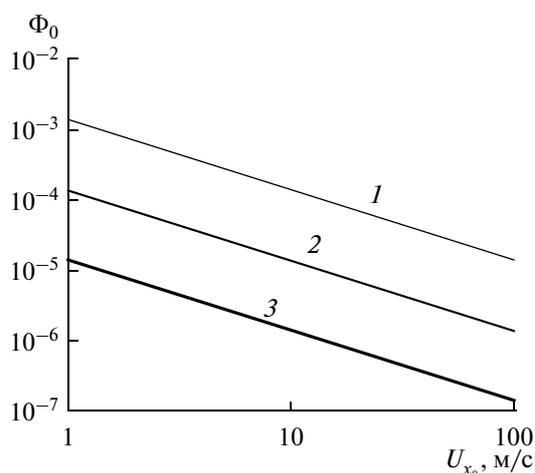


Рис. 9. Зависимость граничной объемной концентрации частиц от скорости несущего газа и диаметра частиц ($\rho_p = 2000 \text{ кг/м}^3$): 1 – $d_p = 10 \text{ мкм}$, 2 – 100, 3 – 1000.

следних $\Phi = O(10^{-3})$ [29]. Частота столкновений частиц определяется в значительной степени их относительной скоростью. Необходимо отметить, что в окрестности критической точки тела при течении с инерционными частицами, когда падающие и отраженные частицы движутся навстречу друг другу, могут реализовываться условия для интенсивных межчастичных столкновений при значительно меньших (чем указано выше) значениях концентрации.

Простейшие оценки граничной концентрации частиц, при которой начинается взаимодействие падающих и отраженных частиц, проведены во многих работах. Так, в [77] такая оценка выполнена путем установления величины столкновительного числа Стокса, имеющего вид

$$\text{Stk}_c = \frac{\tau_p}{\tau_c}, \quad (4)$$

где τ_p – время динамической релаксации частиц, τ_c – время свободного пробега частиц между последовательными соударениями. При допущении равенства плотностей, диаметров и объемных (массовых) концентраций падающих и отраженных частиц указанные выше времена для падающих и отраженных частиц равны между собой.

В первом приближении можно предположить, что скорости падающих и отраженных частиц одинаковы и равны скорости набегающего на тело газового потока, а также что движение частиц подчиняется закону Стокса. Для этого случая в [77] получено следующее выражение для столкновительного числа Стокса:

$$\text{Stk}_c = \frac{2\rho_p U_{x0} d_p}{3\rho \nu} \Phi_0, \quad (5)$$

где ρ_p – плотность материала частиц, ρ – плотность несущего газа, U_{x0} – скорость невозмущенного присутствием тела потока, d_p – диаметр частиц, ν – кинематическая вязкость газа, Φ_0 – объемная концентрация частиц в набегающем потоке.

Полагая столкновительное число Стокса равным единице ($\text{Stk}_c = 1$), из (5) находим граничное значение объемной концентрации частиц в набегающем потоке, при котором столкновения падающих и отраженных частиц вызывают изменение характеристик (в том числе и концентрации) дисперсной фазы в окрестности критической точки обтекаемого тела, в виде

$$\Phi_0 = \frac{3\rho}{2\rho_p} \frac{\nu}{U_{x0} d_p}. \quad (6)$$

Из (6) следует вывод о том, что рост плотности частиц, их диаметра и скорости несущего газового потока приводит к снижению граничной объемной концентрации частиц, при которой столкновения начинают оказывать влияние на движение дисперсных частиц. Подтверждением сказанному могут служить данные рис. 9, полученные с использованием (6). Действительно, столкновения между падающими и отраженными частицами будут оказывать влияние на характеристики гетерогенного потока при $\Phi_0 \approx 10^{-3}$ в случае присутствия в потоке относительно малоинерционных частиц ($d_p = 10 \text{ мкм}$) при малой скорости газа ($U_{x0} = 1 \text{ м/с}$). С ростом инерционности частиц ($d_p = 100 \text{ мкм}$) и скорости газа ($U_{x0} = 10 \text{ м/с}$) граничная концентрация снижается до $\Phi_0 \approx 10^{-5}$. Дальнейший рост скорости потока ($U_{x0} = 100 \text{ м/с}$) и инерционности частиц ($d_p = 1000 \text{ мкм}$) приводит к снижению граничного значения концентрации до $\Phi_0 \approx 10^{-7}$.

Таким образом, при обтекании тел гетерогенными потоками могут реализовываться режимы многократного роста концентрации частиц около поверхности тел вследствие действия проанализированных выше механизмов.

4.2. Примеры расчетов

Современное проектирование турбомашин предполагает проведение математического моделирования течения рабочего тела в проточной части. Газообразное рабочее тело зачастую содержит дисперсную примесь в виде твердых частиц или жидких капель. Это происходит вследствие химического или механического недожога топлива в камере сгорания, работы турбоустановки в запыленной среде и т.д. Присутствие дисперсной примеси может вызвать возникновение дополнительных потерь, а также эрозию лопаток турбомашин. Знание динамики частиц необходимо при

прогнозировании участков поверхностей сопловых и рабочих лопаток, уязвимых с точки зрения эрозионного разрушения.

В [81] исследовано поведение твердых частиц электрокорунда при трансзвуковом обтекании неподвижной двумерной решетки профилей двухфазным потоком. При проведении расчетов предполагалось, что концентрация частиц мала, так что их обратное влияние на течение несущего газа и взаимодействие между частицами несущественны. На входе в решетку профилей поток считался однородным, дозвуковым с числом Маха $M_0 = 0.98$ ($U_0 = 322$ м/с) и температурой торможения $T = 322$ К. Задавались хорда профиля ($l = 0.46$ м), шаг решетки ($s = 0.3$ м) и угол наклона вектора скорости на входе в решетку ($\varphi = 45^\circ$). Полученные в результате расчетов траектории частиц различного размера приведены на рис. 10.

Из рис. 10 отчетливо видно, что поведение частиц определяется их инерционностью (числом Стокса). Так, в основном малоинерционные частицы (3 мкм, $Stk_f = 0.22$) не претерпевают взаимодействия с профилями решетки (рис. 10а). Можно видеть лишь некоторое смещение траекторий этих частиц в сторону вогнутых поверхностей (корытца) лопаток. Некоторые частицы сталкиваются с вогнутой поверхностью профиля, однако это не меняет общей картины движения (коэффициент осаждения частиц мал). На выходе из решетки отчетливо наблюдается чередование областей с почти однородным распределением частиц и областей, свободных от частиц

Рис. 10б показывает, что рост инерционности частиц (10 мкм, $Stk_f = 2.4$) приводит к тому, что все частицы сталкиваются с профилями решетки (коэффициент осаждения высок). Для тех частиц, которые отражаются от передних кромок лопаток, характерны дальнейшие столкновения с корытцами соседних лопаток. На выходе из решетки образуются кластеры (узкие области с очень высокой концентрацией частиц), которые чередуются с зонами, свободными от дисперсной примеси. Эффект перераспределения частиц решеткой профилей максимален.

Из рис. 10в видно, что дальнейший рост инерционности частиц (30 мкм, $Stk_f = 22$) сильно осложняет картину течения вследствие увеличения доли частиц, претерпевающих столкновения с передними кромками лопаток. Несущий газ оказывает все меньшее влияние на движение частиц в силу их большой инерционности (высоких чисел Стокса). Некоторые частицы, отражающиеся от передних кромок, испытывают столкновения с передними кромками соседних лопаток. Значительная часть частиц испытывает многократные соударения с корытцами профилей. Все это приводит к тому, что распределение частиц на

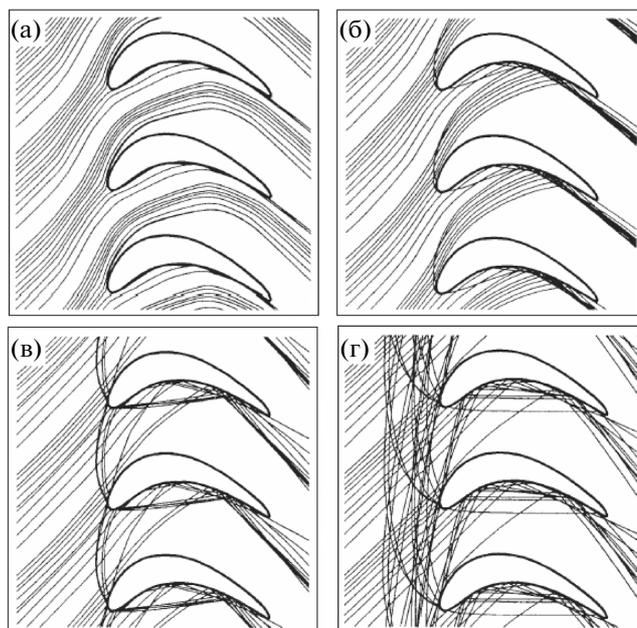


Рис. 10. Траектории частиц электрокорунда в межлопаточном канале: (а) — $d_p = 3$ мкм ($Stk_f = 0.22$), (б) — $d_p = 10$ мкм ($Stk_f = 2.4$), (в) — $d_p = 30$ мкм ($Stk_f = 22$), (г) — $d_p = 100$ мкм ($Stk_f = 240$).

выходе из решетки становится чуть более равномерным.

Рис. 10г показывает, что частицы предельной инерционности (100 мкм, $Stk_f = 240$) после отскока от передних кромок лопаток проникают навстречу набегающему потоку, образуя таким образом довольно толстый слой отраженных частиц. При этом отражающиеся от передних кромок профилей частицы в дальнейшем взаимодействуют не с соседними, а с более удаленными лопатками. Таким образом, посредством частиц осуществляется влияние друг на друга не только соседних, но и достаточно удаленных лопаток. Для этого случая также характерны многократные отражения от вогнутых поверхностей лопаток. В результате на выходе из решетки распределение частиц характеризуется существенной неравномерностью и наблюдается значительный разброс в направлениях движения отдельных частиц.

Решетка профилей оказывает сильное влияние на перераспределение частиц в пространстве. Во всем рассмотренном диапазоне инерционности частиц около выпуклой поверхности лопаток формируется область, свободная от них. Модель, развитая в [81], и полученные данные позволяют определять участки поверхностей лопаток, наиболее подверженные абразивной эрозии.

Детальное исследование обтекания цилиндра гетерогенным потоком проведено в [45]. Особое внимание уделялось взаимодействию частиц с поверх-

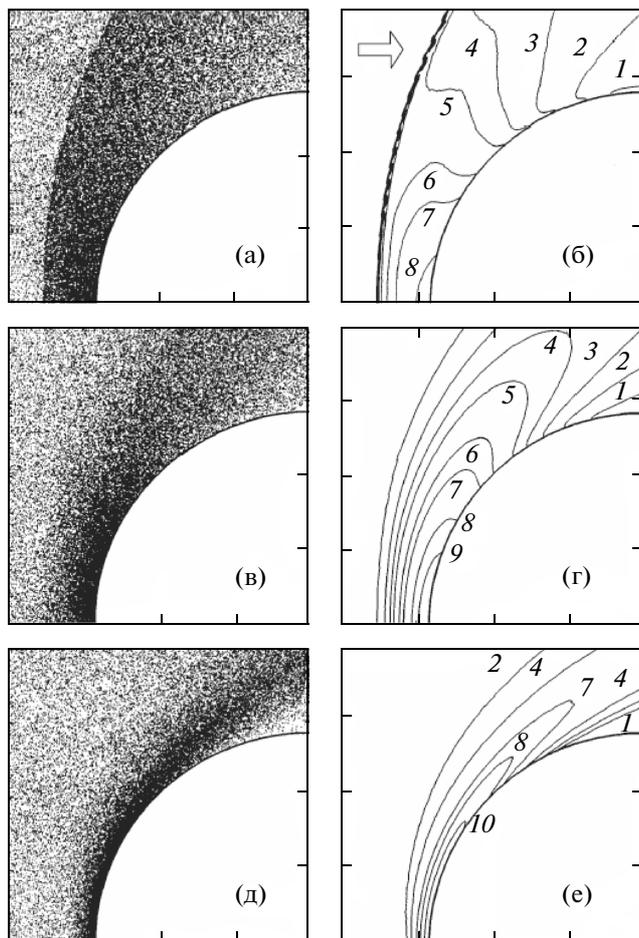


Рис. 11. Картины распределения концентрации (а), (в), (д) частиц оксида алюминия диаметром 200 мкм и соответствующие им изолинии концентрации (б), (г), (е) при поперечном обтекании цилиндра радиусом 1 м гетерогенным потоком ($\rho_p = 3950 \text{ кг/м}^3$, $U_{x0} = 100 \text{ м/с}$):

(а), (б) – $\Phi_0 = 10^{-5}$; (в), (г) – 3×10^{-5} ; (д), (е) – 10^{-4} . Цифры на изолиниях соответствуют следующим значениям относительных концентраций: 1 – $\Phi/\Phi_0 = 1$, 2 – 1.5, 3 – 2, 4 – 2.5, 5 – 3, 6 – 4, 7 – 5, 8 – 6, 9 – 8, 10 – 12.

ностью тела, а также между собой. Основные параметры гетерогенного течения: скорость воздуха вдали от тела $U_{x0} = 100 \text{ м/с}$, радиус стального цилиндра $R = 1 \text{ м}$, диаметр частиц $d_p = 200 \text{ мкм}$, плотность частиц (оксид алюминия) $\rho_p = 3950 \text{ кг/м}^3$. Расчеты производились для трех значений объемной концентрации частиц в набегающем потоке: $\Phi_0 = 10^{-5}$, 3×10^{-5} и 10^{-4} .

Полученные в результате расчетов картины течения и изолинии концентрации частиц приведены на рис. 11. Анализ полученных данных проведем с использованием величин соответствующих чисел Стокса. Для условий работы [45] $Stk_f = 50$. Указанное значение числа Стокса отчетливо свидетельствует, что расчеты выполнены для случая

присутствия в потоке достаточно инерционных частиц. Такие частицы практически не изменяют своей скорости, не следуют за линиями тока газа при его торможении в окрестности критической точки тела, претерпевают столкновения с телом, а их коэффициент осаждения близок к единице. Данные рис. 11 наглядно демонстрируют наличие “фазы” отраженных частиц. Присутствие в потоке отраженных от тела частиц, движущихся навстречу набегающему потоку, приводит к росту концентрации частиц в окрестности критической точки тела. Из рис. 11 видно, что величина относительного отскока частиц не превышает 25% радиуса цилиндра и уменьшается с ростом концентрации частиц в набегающем потоке.

Проанализируем выявленное в расчетах уменьшение размера области повышенной концентрации частиц с ростом их содержания в набегающем потоке путем оценки столкновительного числа Стокса. Оценки выполним с использованием соотношения (5). Для условий работы [45] имеем следующие значения столкновительного числа Стокса: $Stk_c = 30, 90$ и 300 для 10^{-5} , 3×10^{-5} и 10^{-4} соответственно. Полученные значения числа Стокса позволяют сделать вывод, что динамика твердых частиц вблизи критической точки тела в значительной степени определяется процессом межчастичных столкновений. Столкновения падающих и отраженных частиц между собой являются причиной значительного увеличения локальной концентрации частиц у поверхности тела. Как отмечалось выше, проведенные расчеты выявили уменьшение приповерхностной области повышенной концентрации частиц с ростом объемного содержания дисперсной фазы в набегающем потоке. Указанный эффект может быть интерпретирован следующим образом. Рост концентрации частиц в потоке приводит к увеличению частоты столкновений падающих и отраженных частиц. Это вызывает более интенсивное торможение отраженных частиц при их движении навстречу основному потоку, снижению величины их отскока от поверхности тела. Следствием уменьшения области существования “фазы” отраженных частиц однозначно является снижение приповерхностной области повышенной концентрации частиц.

В работе [82] приводятся и систематизируются многочисленные результаты измерений коэффициентов восстановления нормальной и тангенциальной компонент скорости частиц, соударяющихся с твердым телом. Предложены простые интерполяции экспериментальных данных, учитывающие предельную скорость адгезии (прилипания), а также основные физико-механические свойства материалов сталкивающихся тел (плотности, модули упругости и сдвига, пределы текучести, плотности поверхностной энергии) и при-

менимые для широкого класса пар “частица – обтекаемое тело” (металлов и диэлектриков). Для апробации предложенных интерполяций выполнены расчеты обтекания стального шара осесимметричной струей воздуха, содержащей частицы двуокиси кремния и истекающей из сверхзвукового сопла. Показано, что коэффициент восстановления нормальной компоненты скорости частицы изменяется в очень широких пределах – от почти нулевого значения до единицы, в то время как для тангенциальной компоненты он не опускается ниже 0.7. Расчеты выполнены с учетом наличия вращательной кинетической энергии частицы после столкновения и температуропроводности веществ, что позволило уточнить распределение по поверхности тела доли поступательной кинетической энергии частиц, которая преобразуется в теплоту. В случае течения с полидисперсными частицами показано, что мелкие частицы успевают нагреться в сжатом слое и вызвать нагрев обтекаемого тела, в то время как крупные частицы, охлажденные ускоряющим потоком до скачка уплотнения, наоборот, понижают энтальпию тела после отскока.

Сделан очень интересный вывод о том, что область отскока частиц от поверхности сферы может быть двухсвязной: в окрестности точки торможения – абсолютно неупругое соударение, а у границы поверхности орощения – адгезия в кольцевой области.

В [83] выполнены численные исследования особенностей обтекания сферы запыленным потоком, несущим моно- и полидисперсные частицы SiO_2 (радиус от 1 до 70 мкм). Показано, что учет вращения монодисперсных частиц приводит к удалению каустики (оггибающей траектории отраженных частиц) от обтекаемого тела. Детальные расчеты показали, что увеличение размеров частиц вызывает отход от обтекаемого тела каустики отраженных частиц. Получено, что крупные частицы после отражения могут достигать скачка уплотнения перед телом и даже выходить за его пределы.

В работе [80] на основе развитой ранее модели газотермодинамики двухфазной струи (невязкий нетеплопроводный газ и бесстолкновительный “газ” ускоряемых им частиц), обтекающей затупленное тело, изучена оптика сжатого слоя. Выполнены численные расчеты влияния рассеяния частицами монохроматического излучения на наблюдаемую ранее в экспериментах картину “свечения” в плоскости лазерного ножа. Результаты исследований, проведенные в широком диапазоне размеров и оптических характеристик частиц, отчетливо показали, что даже для случая оптически прозрачного облака частиц в сжатом слое у обтекаемого тела (в приближении однократного рассеяния) необходимо учитывать бугеровское ослабление зондирующего луча на всей оптической трассе. Неучет выявленного физического

явления может приводить к значительному искажению получаемого из эксперимента пространственного распределения концентрации частиц (вследствие его нелинейной связи с интенсивностью регистрируемого излучения).

В [47] проведено дальнейшее совершенствование физико-математической модели обтекания твердого тела сверхзвуковой струей, несущей большое количество частиц, образующих у поверхности “хаотизированный” слой. Данная модель помимо уравнений движения несущего газа, уравнений для расчета движения падающих и отраженных от тела частиц содержит также уравнения для “газа” хаотически двигающихся частиц, образующихся вследствие столкновений. Результаты численных расчетов позволили выявить ряд физических эффектов: удаление скачка уплотнения от обтекаемого тела в несущем газе с ростом массовой концентрации частиц; наличие экранирующего эффекта отраженных от тела и “хаотизированных” частиц, ведущего к уменьшению теплового воздействия двухфазной струи на обтекаемое тело; размытие “каустики” отраженных частиц в облаке “хаотизированных” при одновременном уменьшении толщины их слоя.

5. АЭРОДИНАМИЧЕСКАЯ ФОКУСИРОВКА И КЛАСТЕРИЗАЦИЯ ЧАСТИЦ В КОНЦЕНТРИРОВАННЫХ ВИХРЯХ

5.1. Аэродинамическая фокусировка инерционных частиц

Особенными случаями кластеризации частиц в двухфазных потоках являются процессы так называемой аэродинамической фокусировки [84]. В большинстве случаев для фокусировки микрочастиц используются течения со сходящимися линиями тока несущей сплошной среды. В силу скоростного отставания (скольжения) частиц теоретически представляется возможным организовать такой поток, в котором частицы из конечного объема фокусируются в фиксированную точку пространства [85]. Аэродинамическая фокусировка пучков частиц в последнее время используется в целом ряде активно разрабатываемых технологий обработки поверхностей (в том числе нанесения покрытий) [86], разделения аэрозолей на отдельные фракции [87], безыгольного введения порошковых лекарств субмикрометровых и нанометровых размеров [88, 89] и др. Впервые возможность аэродинамического фокусирования микрочастиц в узкий пучок показана в экспериментальных работах [90, 91]. В дозвуковых потоках пучки частиц создают с помощью так называемых “аэродинамических линз” – одиночных или периодически расположенных областей сужения и расширения потока [92, 93]. В работе [94] показана возможность фокусировки инерционных частиц за точкой пересечения ударных

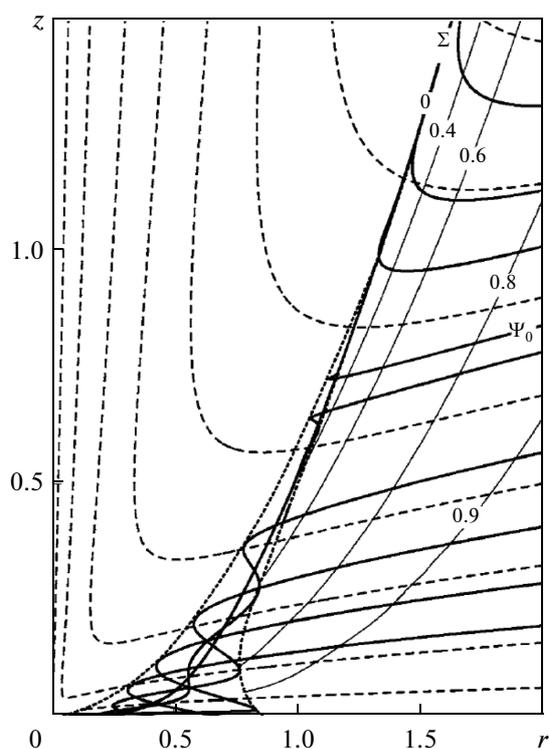


Рис. 12. Сечения трубок тока несущей (штриховые кривые) и дисперсной фазы (сплошные кривые), изолинии числовой концентрации частиц (тонкие сплошные кривые, отмеченные числами, равными величине обратной концентрации) в плоскости $\varphi = \text{const}$ при $\eta = 0.5$, $\text{Fr} = \infty$. Пунктирные кривые – огибающие траекторий частиц.

волн в стационарном сверхзвуковом потоке. В случае полидисперсной примеси их фокусировка может быть реализована с использованием эффекта различия длин скоростной релаксации частиц разных диаметров [95]. Для нестационарных потоков широко используется акустический метод коагуляции и осаждения мелкодисперсной примеси, позволяющий фокусировать инерционные частицы в узлах стоячих акустических волн [96–103].

В [84, 104] на основании параметрических расчетов динамики облака аэрозольных частиц за ударной волной, движущейся с постоянной скоростью в цилиндрическом или плоском микроканале, диаметр (ширина) которого приблизительно 10^{-3} м, обнаружен эффект аэродинамической фокусировки частиц на оси канала. Указанный эффект связан с действием на частицы подъемных сил Сэфмена, обусловленных локальной неоднородностью потока на масштабе отбегания частиц. Параметры несущей фазы за волной рассчитывались в приближении узкого канала в рамках параболизированных уравнений Навье–Стокса, в то время как среда частиц моделировалась континуумом, лишенным собственных напряжений.

Обнаруженный эффект фокусировки может быть использован в целом ряде важных практических приложений.

5.2. Кластеризация частиц в концентрированных вихрях

Исследование особенностей движения частиц в свободных (не ограниченных стенками) концентрированных (завихренность локализована в пространстве) вихрях представляет значительный интерес в связи с моделированием атмосферных явлений типа торнадо [105–114], их мелкомасштабных аналогов – “пыльных дьяволов” [115], течений в вихревых сепараторах [116], а также оптимизацией воздухозаборных устройств вблизи подстилающей поверхности [117].

Типичной особенностью закрученных двухфазных течений является возникновение локальных зон аккумуляции частиц или капель. Основной причиной появления таких зон является пониженное давление в центре вихревых структур, приводящее к перемещению дисперсной фазы в радиальном направлении к их центру.

В [118] на основании численных расчетов исследовано поведение траекторий и полей концентрации частиц различной инерционности в осесимметричном течении вязкой несжимаемой жидкости, моделирующем взаимодействие вертикальной вихревой нити с горизонтальной плоскостью. Для описания движения несущей газовой фазы использовалось автомодельное решение уравнений Навье–Стокса, полученное М.А. Гольдштиком [119]. Параметры дисперсной фазы, включая концентрацию, рассчитаны вдоль выбранных траекторий с использованием полного лагранжевого подхода. При проведении расчетов предполагалось, что дисперсная фаза состоит из одинаковых сферических частиц. Объемная доля и массовая концентрация примеси предполагались малыми, что позволяло не учитывать влияние частиц на параметры несущего газа.

В результате расчетов в [118] показана возможность многочисленных пересечений трубок тока тяжелых частиц и формирования “складок” в поле концентрации дисперсной фазы (рис. 12). Для тяжелых частиц (превосходящих по плотности несущую фазу) $\eta = \rho/\rho_p < 1$ обнаружено формирование “чашеобразной” поверхности аккумуляции дисперсной фазы и зоны выпадения частиц вблизи основания вихря (рис. 13). В случае учета силы тяжести ($\text{Fr} \neq \infty$) край чашеобразной поверхности накопления частиц закручивается в спираль вокруг некоторой окружности (рис. 14). Положение этой окружности определяется нулевым балансом сил гидродинамической природы (сила сопротивления), гравитационной (сила тяжести) и инерционной (центробежная сила), дей-

ствующих на частицы в вихревом течении. В случае легких частиц ($\eta > 1$) действие сил Архимеда приводит к аккумуляции частиц вблизи оси вихря. Для частиц нейтральной плавучести ($\eta = 1$) трубки тока осциллируют с затухающей амплитудой, касаясь узкой расширяющейся кверху осесимметричной поверхности, внутри которой дисперсная фаза отсутствует.

В [115] на основании численных расчетов с использованием метода крупных вихрей и лагранжевого траекторного подхода изучены особенности движения твердых частиц различной инерционности в “пыльном дьяволе”. Расчеты движения частиц пыли (плотность 2560 кг/м^3) трех различных размеров (100, 200 и 300 мкм) производились в предварительно рассчитанном нестационарном поле скоростей вихревого потока воздуха. В процессе расчетов анализировались траектории 20000 частиц каждого размера, которые вбрасывались равными порциями (по 400 частиц) в нижнюю часть вихря через каждые 0.1 с. В результате были получены картины пространственного расположения всех введенных в “пыльный дьявол” частиц пыли через 5 с. Анализ рассчитанных распределений позволяет сделать вывод о существенно неоднородном расположении частиц в пространстве. Наиболее равномерно в пространстве расположены самые малоинерционные частицы (100 мкм), поднимающиеся до высоты 25–30 м. Снижение вертикальной скорости воздуха с увеличением расстояния от поверхности земли и рост инерционности приводят к тому, что максимальный подъем более крупных частиц значительно меньше и составляет 15–20 м и 10–12 м для частиц размером 200 и 300 мкм соответственно. Неравномерность распределения крупных частиц в пространстве определяется более низкими значениями их скоростей вследствие интенсивного их выбрасывания центробежными силами в область покоящегося воздуха, а также их разворотом и началом движения в направлении к поверхности.

Во многих природных явлениях (торнадо, тропические циклоны и др.) одновременно с вертикальным восходящим движением теплого воздуха наблюдается и его закрутка. В работах [120–124] предложена математическая модель и получено строгое решение системы уравнений газовой динамики, передающее следующее свойство течений идеального газа. Если в первоначально покоящемся в поле силы тяжести газе через поверхность цилиндра ненулевого радиуса с некоторого момента времени начинается сток газа внутрь цилиндра, то наряду с радиальным движением газа к поверхности стока сразу под действием силы Кориолиса возникает и закрутка газа, которой в исходном течении не было. Известно, что под действием силы Кориолиса каждая отдельно движущаяся частица в Северном полушарии отклоняется вправо от направления своего движения, а в Южном по-

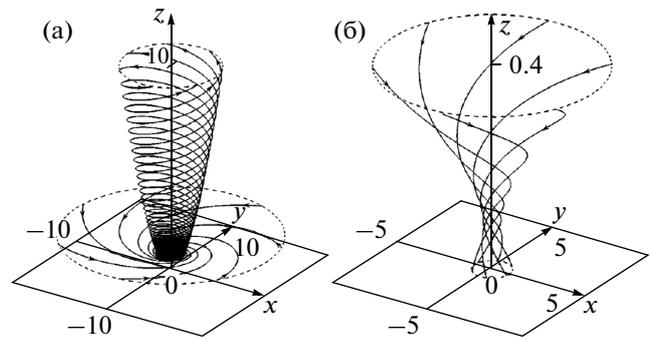


Рис. 13. Типичные восходящие (а) и нисходящие (б) траектории частиц при $\eta < 1$.

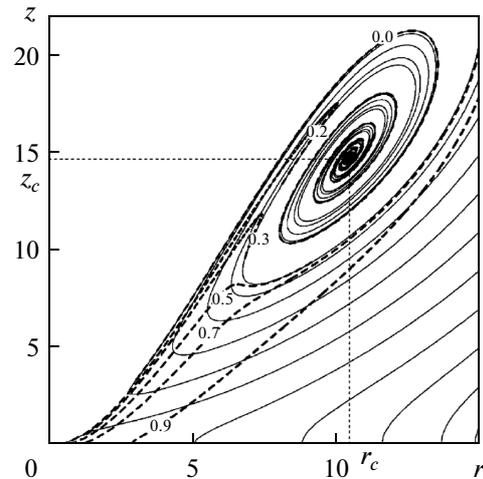


Рис. 14. Сечения трубок тока дисперсной фазы (сплошные кривые); изолинии числовой концентрации частиц (штриховые кривые, отмеченные числами, равными величине обратной концентрации) в плоскости $\varphi = \text{const}$ при $\eta = 0$, $\text{Fr} = 10$.

лушарии — влево. В результате этого в движущейся сплошной среде возникает закрутка газа: в Северном полушарии — в положительном направлении, в Южном полушарии — в отрицательном. Если восходящий поток и движение воздуха к его основанию сохраняются достаточно долго, то вращение через действие силы Кориолиса довольно сильно закрутит воздух в придонной части восходящего закрученного потока. В этом случае может реализовываться самоподдерживающееся восходящее закрученное течение воздушных масс. Основные механизмы поддержания восходящего закрученного потока: 1) вращение Земли закручивает восходящее движение нагретого воздуха в придонной части; 2) закрутка газа передается в вертикальную часть; 3) центробежная сила приводит к понижению давления в окрестности оси восходящего потока с возникновением эф-

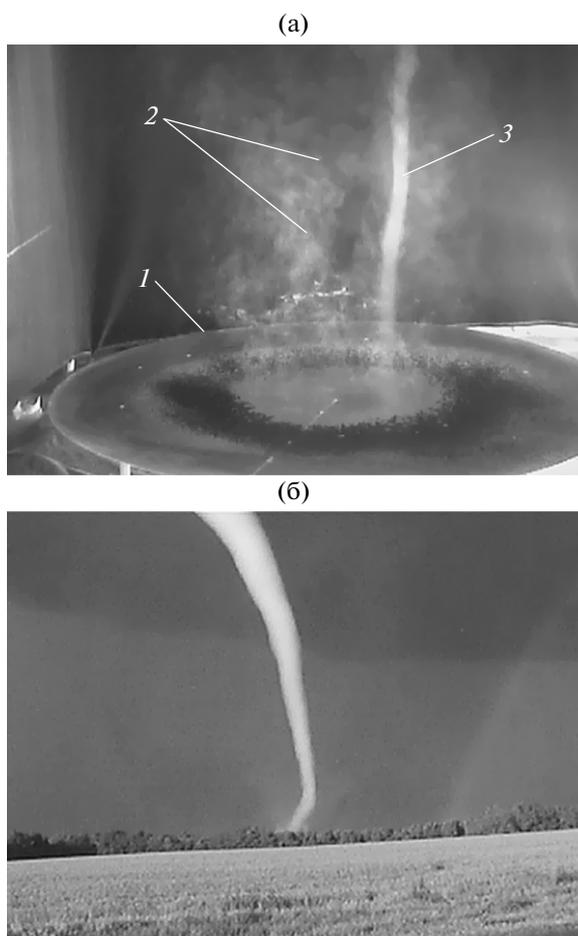


Рис. 15. Фотографии вихревых структур: (а) – кадр с зафиксированной вихревой нитью в основной стадии развития (дымовая визуализация); (б) – реальный торнадо в штате Канзас в основной стадии развития (фотограф Lanny Dean, источник: www.photo-lib.noaa.gov). Цифровые обозначения: 1 – край подстилающей поверхности, 2 – дым, 3 – вихревая нить (область повышенной концентрации частиц).

факта непроницаемых стенок, так как давление воздуха в вертикальной части восходящего закрученного потока на ее границе совпадает с давлением внешнего покоящегося воздуха; 4) вследствие пониженного давления снизу поступают новые порции внешнего по отношению в восходящему закрученному потоку воздуха. Описанная схема согласуется со всеми наблюдаемыми газодинамическими эффектами у торнадо и тропических циклонов и создает все условия для аккумуляции относительно малоинерционных дисперсных включений в воронке вихревого течения и выбрасыванию из воронки атмосферного вихря частиц большой инерционности вследствие действия центробежных сил.

В экспериментальных исследованиях [105–114] рассмотрены особенности визуализации и диагностики нестационарных свободных кон-

центрированных вихрей, а также изучены вопросы их генерации, устойчивости и управления. Модельные вихревые структуры производились путем нагрева снизу поверхности металлического листа, т.е. по схеме, близкой к представленной выше. В [107, 108] описаны условия формирования областей повышенной концентрации частиц в генерируемых вихревых нитях. Развитие вихревых структур происходило по следующему сценарию. Вследствие вращения воздуха возникает область пониженного давления, в которой “собираются” частицы дыма. Таким образом, сначала образуется вихревая нить (см. рис. 15а), являющаяся аналогом плотного смерча со сплошной воронкой-стенкой (внутренняя полость отсутствует). Ускорение вращения такой воронки приводит к еще большему понижению давления в ее центре. Это способствует проникновению в воронку холодного воздуха сверху, что вызывает формирование внутренней полости вихря – “глаза вихря”, являющегося аналогом “глаза урагана”. По мере того как приток теплого воздуха ослабевает, скорость восходящего течения снижается, давление в стенке повышается, что приводит к смыканию внутренней полости. Визуально это выражается в утончении вихревой нити, ее искривлении и последующем обрыве.

Описанный выше и многократно наблюдаемый при проведении экспериментов сценарий жизненного цикла вихря совпадает с многочисленными описаниями очевидцев и имеющимися видеозаписями и фотографиями реальных смерчей. На рис. 15б показана основная стадия существования реального торнадо плотного типа, которая является самой продолжительной и наименьшей максимальной разрушения. Во время этой стадии воронка может менять свои очертания, сохраняя при этом хоботообразную или столбообразную форму. Несложно сделать вывод о схожести полученных в экспериментах вихрей с реальными воздушными смерчами путем сравнения рис. 15а и рис. 15б.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнен обзор работ, посвященных изучению явления кластеризации частиц в турбулентных и вихревых двухфазных течениях. Проанализированы физические механизмы образования областей повышенной концентрации частиц для различных видов двухфазных потоков.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 14-08-00831_а, № 14-08-90041-Бел_а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Яненко Н.Н., Солоухин Р.И., Папырин А.Н., Фомин В.М. Сверхзвуковые двухфазные течения в

- условиях скоростной неравновесности частиц. Новосибирск: Наука, 1980. 160 с.
2. Хмель Т.А., Федоров А.В. Взаимодействие ударной волны с облаком частиц алюминия в канале // ФГВ. 2002. Т. 38. № 2. С. 89.
 3. Федоров А.В., Кратова Ю.В., Хмель Т.А. Численное исследование дифракции ударных волн в каналах переменного сечения в газозвесах // ФГВ. 2008. Т. 44. № 1. С. 85.
 4. Федоров А.В., Кратова Ю.В. Взаимодействие волны гетерогенной детонации, распространяющейся в ячеистом режиме, с облаком инертных частиц // ФГВ. 2014. Т. 50. № 2. С. 68.
 5. Ждан С.А., Прохоров Е.С. Детонация взвеси частиц гексогена, частично заполняющей цилиндрический канал // ФГВ. 1999. Т. 35. № 4. С. 79.
 6. Федоров А.В., Хмель Т.А. Численное моделирование формирования ячеистой гетерогенной детонации частиц алюминия в кислороде // ФГВ. 2005. Т. 41. № 4. С. 84.
 7. Федоров А.В., Фомин В.М., Гостеев Ю.А. Динамика и воспламенение газозвесей. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2006. 344 с.
 8. Федоров А.В., Фомин П.А., Фомин В.М., Тропин Д.А., Чен Дж.-Р. Физико-математическое моделирование подавления детонации облаками мелких частиц: монография. Новосибирск: НГАСУ (Сибстрин), 2011. 156 с.
 9. Федоров А.В., Фомин В.М., Хмель Т.А. Гетерогенная детонация газозвесей. Новосибирск: Изд-во НГТУ, 2012. 264 с.
 10. Shaw R.A., Kostinski A.B., Lanterman D.D. Super-Exponential Extinction in a Negatively Correlated Random Medium // J. Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer. 2002. V. 75. P. 13.
 11. Pinsky M.B., Khain A.P. Turbulence Effects on Droplet Growth and Size Distribution in Clouds // J. Aerosol. Sci. 1997. V. 28. № 7. P. 1177.
 12. Falkovich G., Fouxon A., Stepanov M.G. Acceleration of Rain Initiation by Cloud Turbulence // Nature. 2002. V. 419. P. 151.
 13. Cuzzi J.N., Hogan R.C., Paque J., Dobrovolskis A. Size-Selective Concentration of Chondrules and Other Small Particles in Protoplanetary Nebula Turbulence // Astrophys. J. 2001. V. 546. P. 496.
 14. Wang L.-P., Maxey M.R. Settling Velocity and Concentration Distribution of Heavy Particles in Homogeneous Isotropic Turbulence // J. Fluid Mech. 1993. V. 256. P. 27.
 15. Aliseda A., Cartellier A., Hainaux F., Lasheras J.C. Effect of Preferential Concentration on the Settling Velocity of Heavy Particles in Homogeneous Isotropic Turbulence // J. Fluid. Mech. 2002. V. 468. P. 77.
 16. Wang L.-P., Wexler A.S., Zhou Y. Statistical Mechanical Description and Modelling of Turbulent Collision of Inertial Particles // J. Fluid. Mech. 2000. V. 415. P. 117.
 17. Reade W.C., Collins L.R. Effect of Preferential Concentration on Turbulent Collision Rates // Phys. Fluids. 2000. V. 12. № 10. P. 2530.
 18. Zaichik L.I., Simonin O., Alipchenkov V.M. Two Statistical Models for Predicting Collision Rates of Inertial Particles in Homogeneous Isotropic Turbulence // Phys. Fluids. 2003. V. 15. № 10. P. 2995.
 19. Chun J., Koch D.L. Coagulation of Monodisperse Aerosol Particles by Isotropic Turbulence // Phys. Fluids. 2005. V. 17. № 2. Paper № 027102.
 20. Еремин А.В. Новая модель формирования углеродных наночастиц в процессах пиролиза за ударными волнами // ТВТ. 2013. Т. 51. № 5. С. 747.
 21. Бронин С.Я., Емельянов А.В., Еремин А.В., Храпак А.Г. Влияние атомов хлора на кинетику зарядки углеродных наночастиц, формирующихся в ударно-нагретой плазме // ТВТ. 2012. Т. 50. № 6. С. 739.
 22. Бочкарев А.А., Полякова В.И. Процессы формирования микро- и нанодисперсных систем. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2010. 468 с.
 23. Локтионов Е.Ю., Протасов Ю.Ю. Экспериментальное исследование динамики и макроструктуры лазерно-индуцированных пылевых газоплазменных потоков высокого давления // ТВТ. 2011. Т. 49. № 1. С. 36.
 24. Локтионов Е.Ю., Овчинников А.В., Протасов Ю.С., Протасов Ю.Ю., Ситников Д.С. Об эффективности преобразования энергии излучения в кинетическую энергию газово-плазменного потока при фемтосекундной лазерной абляции металлов в вакууме // ТВТ. 2013. Т. 51. № 6. С. 948.
 25. Локтионов Е.Ю., Овчинников А.В., Протасов Ю.С., Протасов Ю.Ю., Ситников Д.С. Газово-плазменные потоки при фемтосекундной лазерной абляции металлов в вакууме // ТВТ. 2014. Т. 52. № 1. С. 141.
 26. Зейгарник Ю.А., Платонов Д.Н., Ходаков К.А., Шехтер Ю.Л. О природе эмиссии микропузырей при кипении недогретой воды // ТВТ. 2012. Т. 50. № 1. С. 83.
 27. Зейгарник Ю.А., Ходаков К.А., Шехтер Ю.Л. Поведение воздушных пузырей при кипении воды, недогретой до температуры насыщения // ТВТ. 2012. Т. 50. № 3. С. 436.
 28. Elghobashi S. Particle-Laden Turbulent Flows: Direct Simulation and Closure Models // Appl. Scient. Res. 1991. V. 48. P. 301.
 29. Вараксин А.Ю. Гидрогазодинамика и теплофизика двухфазных потоков: проблемы и достижения (обзор) // ТВТ. 2013. Т. 51. № 3. С. 421.
 30. Вараксин А.Ю., Зайчик Л.И. Влияние мелкодисперсной примеси на интенсивность турбулентности несущего потока в трубе // ТВТ. 1998. Т. 36. № 6. С. 1004.
 31. Зайчик Л.И., Вараксин А.Ю. Влияние следа за крупными частицами на интенсивность турбулентности несущего потока // ТВТ. 1999. Т. 37. № 4. С. 683.
 32. Вараксин А.Ю., Полежаев Ю.В., Поляков А.Ф. Экспериментальное исследование влияния твердых частиц на турбулентное течение воздуха в трубе // ТВТ. 1998. Т. 36. № 5. С. 767.
 33. Varaksin A. Yu., Polezhaev Yu. V., Polyakov A. F. Effect of Particle Concentration on Fluctuating Velocity of

- the Disperse Phase for Turbulent Pipe Flow // *Int. J. Heat Fluid Flow*. 2000. V. 21. № 5. P. 562.
34. Pakhomov M.A., Protasov M.V., Terekhov V.I., Varaksin A.Yu. Experimental and Numerical Investigation of Downward Gas-Dispersed Turbulent Pipe Flow // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2007. V. 50. № 11–12. P. 2107.
 35. Рычков А.Д. Моделирование в теплоэнергетике // *Вычислительные технологии*. 2003. Т. 7. № 2. С. 94.
 36. Хмель Т.А., Федоров А.В. Описание динамических процессов в двухфазных столкновительных средах с привлечением молекулярно-кинетических подходов // *ФГВ*. 2014. Т. 50. № 2. С. 81.
 37. Squires K.D., Eaton J.K. Particle Response and Turbulence Modification in Isotropic Turbulence // *Phys. Fluids*. A. 1990. V. 2. P. 1191.
 38. Squires K.D., Eaton J.K. Preferential Concentration of Particles by Turbulence // *Phys. Fluids*. A. 1991. V. 3. P. 1169.
 39. Fevrier P., Simonin O., Legendre D. Particle Dispersion and Preferential Concentration Dependence on Turbulent Reynolds Number from Direct and Large-Eddy Simulations of Isotropic Homogeneous Turbulence // *Proc. Fourth Int. Conf. on Multiphase Flow (ICMF'01)*. New Orleans. USA. 2001. Paper №798. (CD-ROM)
 40. Fessler J.R., Kulick J.D., Eaton J.K. Preferential Concentration of Heavy Particles in a Turbulent Channel Flow // *Phys. Fluids*. 1994. V. 6. № 11. P. 3742.
 41. Rousson D.W.I., Eaton J.K. On the Preferential Concentration of Solid Particles in Turbulent Channel Flow // *J. Fluid. Mech.* 2001. V. 428. P. 149.
 42. Осипцов А.Н. Исследование зон неограниченного роста концентрации частиц в дисперсных потоках // *Изв. АН СССР МЖГ*. 1984. № 3. С. 46.
 43. Longmire E.K., Eaton J.K. Structure of a Particle-Laden Round Jet // *J. Fluid Mech.* 1992. V. 236. P. 217.
 44. Yang Y., Crowe C.T., Chung J.N., Troutt T.R. Quantitative Study of Particle Dispersion in a Bluff-Body Wake Flow // *Gas-Solid Flow*. ASME FED. 1993. V. 166. P. 231.
 45. Tsirkunov Yu.M. Gas-Particle Flows around Bodies – Key Problems, Modeling and Numerical Analysis // *Proc. Fourth Int. Conf. on Multiphase Flow (ICMF'01)*. New Orleans. USA. 2001. Paper № 607. P. 1. (CD-ROM).
 46. Volkov A.N., Tsirkunov Y.M., Oesterle B. Numerical Simulation of a Supersonic Gas-Solid Flow over a Blunt Body: the Role of Inter-Particle Collisions and Two-Way Coupling Effects // *Int. J. Multiphase Flow*. 2005. V. 31. P. 1244.
 47. Моллесон Г.В., Стасенко А.Л. Взаимодействие двухфазной струи и твердого тела с образованием «хаоса» частиц // *ТВТ*. 2013. Т. 51. № 4. С. 598.
 48. Вараксин А.Ю., Ромаши М.Э., Конейцев В.Н., Таекин С.И. О возможности физического моделирования воздушных смерчей в лабораторных условиях // *ТВТ*. 2008. Т. 46. № 6. С. 957.
 49. Varaksin A.Y., Romash M.E., Kopeitsev V.N. Tornado-Like Gas-Solid Flow // *The 6th Int. Symp. on Multiphase Flow, Heat Mass Transfer and Energy Conversion*. AIP Conference Proc. 2010. V. 1207. P. 342.
 50. Вараксин А.Ю., Ромаши М.Э., Конейцев В.Н., Таекин С.И. Параметры неустойчивой стратификации воздуха, приводящей к генерации свободных вихрей // *ТВТ*. 2010. Т. 48. № 2. С. 269.
 51. Varaksin A.Y., Romash M.E., Kopeitsev V.N., Gorbachev M.A. Experimental Study of Wall-Free Non-Stationary Vortices Generation due to Air Unstable Stratification // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2012. V. 55. P. 6567.
 52. Caporaloni M., Tampieri F., Trombetti F., Vittori O. Transfer of Particles in Nonisotropic Air Turbulence // *J. Atmos. Sci.* 1975. V. 32. P. 565.
 53. Reeks M.W. The Transport of Discrete Particles in Inhomogeneous Turbulence // *J. Aerosol. Sci.* 1983. V. 14. № 6. P. 729.
 54. Hinze J.O. *Turbulence*. N.Y.: McGraw-Hill, 1975.
 55. Kostinski A.B., Shaw R.A. Scale-Dependent Droplet Clustering in Turbulent Clouds // *J. Fluid Mech.* 2001. V. 434. P. 389.
 56. Sundaram S., Collins L.R. Collision Statistics in an Isotropic Particle-Laden Turbulent Suspension. Pt 1. Direct Numerical Simulations // *J. Fluid Mech.* 1997. V. 335. P. 75.
 57. Зайчик Л.И., Алипченков В.М. Кластеризация малоинерционных частиц в изотропной турбулентности // *ТВТ*. 2007. Т. 45. № 1. С. 66.
 58. Adrian R.J. Particle-Imaging Techniques for Experimental Fluid Mechanics // *Ann. Rev. Fluid Mech.* 1991. V. 23. P. 261.
 59. Alekseenko S.V., Bilsky A.V., Dulin V.M., Markovich D.M. Experimental Study of an Impinging Jet with Different Swirl Rates // *Int. J. Heat Fluid Flow*. 2007. V. 28. P. 1340.
 60. Alekseenko S.V., Dulin V.M., Kozorezov Y.S., Markovich D.M. Effect of Axisymmetric Forcing on the Structure of a Swirling Turbulent Jet // *Int. J. Heat Fluid Flow*. 2008. V. 29. P. 1699.
 61. Алипченков В.М., Зайчик Л.И. Кластеризация частиц в изотропном турбулентном потоке // *Изв. РАН. МЖГ*. 2003. № 3. P. 78.
 62. Gui N., Fan J.R., Cen K. Effect of Particle-Particle Collision in Decaying Homogeneous and Isotropic Turbulence // *Phys. Rev. E*. 2008. V. 78. 046307-1.
 63. Fede P., Simonin O. Effect of Particle-Particle Collisions on the Spatial Distribution of Inertial Particles Suspended in Homogeneous Isotropic Turbulent Flows // *Proc. Second Int. Conf. on Turbulent Interaction*. Sainte Luce – Martinique, France, 2010.
 64. Зайчик Л.И., Алипченков В.М. Влияние концентрации частиц на их кластеризацию в изотропном турбулентном потоке // *ТВТ*. 2012. Т. 50. № 3. С. 418.
 65. Zaichik L.I., Alipchenkov V.M. Pair Dispersion and Preferential Concentration of Particles in Isotropic Turbulence // *Phys. Fluids*. 2003. V. 15. № 6. P. 1776.
 66. Zaichik L.I., Alipchenkov V.M. Refinement of the Probability Density Function Model for Preferential Concentration of Aerosol Particles in Isotropic Turbulence // *Phys. Fluids*. 2007. V. 19. № 11. P. 113308-1.

67. *Zaichik L.I., Alipchenkov V.M.* Statistical Models for Predicting Pair Dispersion and Particle Clustering in Isotropic Turbulence and Their Applications // *New J. Phys.* 2009. V. 11. 103018.
68. *Зайчик Л.И., Алипченков В.М.* Коагуляция аэрозольных частиц в турбулентном потоке // *ТВТ.* 2008. Т. 46. № 5. С. 730.
69. *Алхимов А.П., Клинков С.В., Косарев В.Ф., Фомин В.М.* Холодное газодинамическое напыление. Теория и практика. М.: Физматлит, 2010. 536 с.
70. *Michael D.H., Norey P.W.* Particle Collision Efficiencies for a Sphere // *J. Fluid Mech.* 1969. V. 17. Pt. 3. P. 565.
71. *Morsi S.A., Alexander A.J.* An Investigation of Particle Trajectories in Two-Phase Flow Systems // *J. Fluid Mech.* 1972. V. 55. Pt. 2. P. 193.
72. *Виттэл Б.В.Р., Табаков В.* Обтекание двухфазным потоком бесконечного цилиндра // *Аэрокосмическая техника.* 1987. № 12. С. 50.
73. *Давыдов Ю.М., Еникеев И.Х., Нигматулин Р.И.* Расчет обтекания затупленных тел потоком газа с частицами с учетом влияния отраженных частиц на течение газозвеси // *ПМТФ.* 1990. № 6. С. 67.
74. *Вараксин А.Ю., Иванов Т.Ф.* Исследование поведения отраженных частиц при обтекании затупленного тела гетерогенным потоком // *ТВТ.* 2003. Т. 41. № 1. С. 70.
75. *Вараксин А.Ю., Иванов Т.Ф.* Распределения скоростей фаз гетерогенного потока в окрестности критической точки затупленного тела // *ТВТ.* 2003. Т. 41. № 4. С. 549.
76. *Иванов Т.Ф., Вараксин А.Ю.* Исследование поведения отраженных частиц при обтекании затупленного тела гетерогенным потоком: эксперимент и расчет // *ТВТ.* 2005. Т. 43. № 2. С. 317.
77. *Вараксин А.Ю.* Столкновения в потоках газа с твердыми частицами. М.: Физматлит, 2008. 312 с.
78. *Осипцов А.Н.* Исследование зон неограниченного роста концентрации частиц в дисперсных потоках // *Изв. АН СССР МЖГ.* 1984. № 3. С. 46.
79. *Гишинский М.М., Стасенко А.Л.* Сверхзвуковые газодисперсные струи. М.: Машиностроение. 1990. 176 с.
80. *Моллесон Г.В., Стасенко А.Л.* Газотермодинамика и оптика монодисперсной струи, взаимодействующей с обтекаемым телом // *ТВТ.* 2012. Т. 50. № 6. С. 910.
81. *Сухоруков А.Л.* Численное моделирование обтекания решетки профилей трансзвуковым двухфазным потоком газа // *Вестник молодых ученых. Сер.: Приклад. мат. и мех.* 2002. № 1. С. 98.
82. *Моллесон Г.В., Стасенко А.Л.* Взаимодействие газодинамически ускоренных частиц с обтекаемым телом // *ТВТ.* 2009. Т. 47. № 5. С. 712.
83. *Моллесон Г.В., Стасенко А.Л.* Особенности обтекания затупленного тела сверхзвуковой полидисперсной струей с закрыткой отраженных частиц // *ТВТ.* 2011. Т. 49. № 1. С. 73.
84. *Осипцов А.Н., Рыбдылова О.Д.* Фокусировка аэрозоля за ударной волной, движущейся в микроканале // *ТОХТ.* 2011. Т. 45. № 2. С. 178.
85. *De La Mora J., Riesco-Chueca P.* Aerodynamic Focusing of Particles in a Carrier Gas // *J. Fluid Mech.* 1987. V. 195. P. 1.
86. *Papyrin A., Kosarev V., Klinkov S., Alkhimov A., Fomin V.* Cold Spray Technology. Oxford: Elsevier, 2006. 328 p.
87. *Dahneke B., Flachsbart H.* An Aerosol Beam Spectrometer // *J. Aerosol Sci.* 1972. V. 35. C. 345.
88. *Kendall M.A.F.* The Delivery of Particulate Vaccines and Drugs to Human Skin with a Practical Hand-Held Shock Tube-Based System // *Shock Waves.* 2002. V. 14. № 1. C. 22.
89. *Голуб В.В., Баженова Т.В., Бакланов Д.И., Иванов К.В., Кривокорытов М.С.* Применение детонации водородовоздушной смеси в устройствах для безыгольной инъекции // *ТВТ.* 2013. Т. 51. № 1. С. 147.
90. *Murphy W.K., Sears G.W.* Production of Particulate Beams // *J. Appl. Phys.* 1964. V. 35. P. 1986.
91. *Israel G.W., Friedlander S.K.* High-Speed Beams of Small Particles // *J. Colloid Interface Sci.* 1967. V. 24. P. 330.
92. *Liu P., Ziemann P.J., Kittelson D.B., McMurry P.H.* Generating Particle Beams of Controlled Dimensions and Divergence: I. Theory of Particle Motion in Aerodynamic Lenses and Nozzle Expansions // *Aerosol Sci. Technol.* 1995. V. 22. № 3. P. 293.
93. *Liu P., Ziemann P.J., Kittelson D.B., McMurry P.H.* Generating Particle Beams of Controlled Dimensions and Divergence: II. Experimental Evolution of Particle Motion in Aerodynamic Lenses and Nozzle Expansions // *Aerosol Sci. Technol.* 1995. V. 22. № 3. P. 314.
94. *Голубкина И.В., Осипцов А.Н.* Аэродинамическая фокусировка инерционных частиц в области пересечения ударных волн // *Изв. АН. МЖГ.* 2007. № 4. С. 107.
95. *Егорова Л.А., Осипцов А.Н., Сахаров В.И.* Аэродинамическая фокусировка полидисперсных частиц при обтекании тел запыленным газом // *Докл. РАН.* 2004. Т. 395. № 6. С. 767.
96. *Temkin S.* Gasdynamic Agglomeration of Aerosols. I. Acoustic Waves // *Phys. Fluids.* 1994. V. 6. № 7. P. 2294.
97. *Медников Е.П.* Акустическая коагуляция и осаждений аэрозолей. М.: Изд-во АН СССР, 1963. 264 с.
98. *Губайдуллин Д.А., Зарипов Р.Г., Гилиуллин Р.Г., Галиуллина Э.Р., Ткаченко Л.А.* Экспериментальное исследование коагуляции аэрозоля вблизи субгармонического резонанса // *ТВТ.* 2004. Т. 42. С. 788.
99. *Губайдуллин Д.А., Никифоров А.А., Уткина Е.А.* Влияние фазовых превращений на акустику смеси газа с паром, каплями и твердыми частицами // *ТВТ.* 2011. Т. 49. № 6. С. 942.
100. *Губайдуллин Д.А., Никифоров А.А., Гафиятов Р.Н.* Акустические волны в двухфракционных пузырьковых жидкостях с фазовыми превращениями // *ТВТ.* 2012. Т. 50. № 2. С. 269.
101. *Губайдуллин Д.А., Зарипов Р.Г., Ткаченко Л.А.* Экспериментальное исследование коагуляции и оса-

- ждения аэрозоля в закрытой трубе в безударно-волновом режиме // ТВТ. 2012. Т. 50. № 4. С. 603.
102. Губайдуллин Д.А., Федоров Ю.В. Сферические и цилиндрические волны в парогазовых смесях с полидисперсными частицами и каплями // ТВТ. 2012. Т. 50. № 5. С. 659.
 103. Губайдуллин Д.А., Зарипов Р.Г., Ткаченко Л.А. Экспериментальное исследование колебаний аэрозоля в открытой трубе в безударно-волновом режиме // ТВТ. 2013. Т. 51. № 6. С. 955.
 104. Осипцов А.Н., Рыбдылова О.Д. Эффект фокусировки аэрозольных частиц за ударной волной, движущейся в микроканале // Докл. РАН. 2010. Т. 433. № 3. С. 346.
 105. Вараксин А.Ю., Ромаш М.Э., Таекин С.И., Копейцев В.Н. Генерация свободных концентрированных воздушных вихрей в лабораторных условиях // ТВТ. 2009. Т. 47. № 1. С. 84.
 106. Вараксин А.Ю., Ромаш М.Э., Копейцев В.Н. К вопросу управления поведением воздушных смерчей // ТВТ. 2009. Т. 47. № 6. С. 870.
 107. Вараксин А.Ю., Ромаш М.Э., Копейцев В.Н. О возможностях визуализации при моделировании воздушных смерчей // ТВТ. 2010. Т. 48. № 4. С. 617.
 108. Вараксин А.Ю., Ромаш М.Э., Копейцев В.Н., Горбачев М.А. Моделирование свободных тепловых вихрей: генерация, устойчивость, управление // ТВТ. 2010. Т. 48. № 6. С. 965.
 109. Вараксин А.Ю., Ромаш М.Э., Копейцев В.Н. О возможности воздействия на вихревые атмосферные образования // ТВТ. 2010. Т. 48. № 3. С. 433.
 110. Вараксин А.Ю., Ромаш М.Э., Копейцев В.Н., Горбачев М.А. Физическое моделирование воздушных смерчей: некоторые безразмерные параметры // ТВТ. 2011. Т. 49. № 2. С. 317.
 111. Вараксин А.Ю., Ромаш М.Э., Копейцев В.Н., Горбачев М.А. Метод воздействия на свободные нестационарные воздушные вихри // ТВТ. 2012. Т. 50. № 4. С. 533.
 112. Varaksin A.Y., Romash M.E., Kopeitsev V.N. Effect of Net Structures on Wall-Free Non-Stationary Air Heat Vortices // Int. J. Heat Mass Transfer. 2013. V. 64. P. 817.
 113. Вараксин А.Ю., Протасов М.В., Теплицкий Ю.С. К выбору параметров частиц для визуализации и диагностики свободных концентрированных воздушных вихрей // ТВТ. 2014. Т. 52. № 4. С. 581.
 114. Вараксин А.Ю., Ромаш М.Э., Копейцев В.Н. О возможности генерации концентрированных огненных вихрей без использования принудительной закрутки // ДАН. 2014. Т. 456. № 2. С. 159.
 115. Gu Z., Zhao Y., Li Y., Yu Y., Feng X. Numerical Simulation of Dust Lifting within Dust Devils – Simulation of in Intense Vortex // J. Atmos. Sci. 2006. V. 63. P. 2630.
 116. Mang J., Minkov E., Schaflinger U., Ungarish M. Particle Entrainment in a Bounded Rotating Flow with a Drain // Trans. ASME. J. Fluids Eng. 1998. V. 120. № 4. P. 676.
 117. Крашенинников С.Ю., Пудовиков Д.Е. Индуцированное течение и подъем крупных частиц при работе воздухозаборного устройства вблизи поверхности // Изв. РАН. МЖГ. 2007. № 4. С. 162.
 118. Лебедева Н.А., Осипцов А.Н. Структура зон аккумуляции инерционной примеси в течении типа торнадо // Изв. РАН. МЖГ. 2009. № 1. С. 83.
 119. Гольдштик М.А. Одно парадоксальное решение уравнений Навье–Стокса // ПММ. 1960. Т. 24. Вып. 4. С. 610.
 120. Баутин С.П. Торнадо и сила Кориолиса. Новосибирск: Наука, 2008. 96 с.
 121. Баутин С.П., Обухов А.Г. Математическое моделирование разрушительных атмосферных вихрей. Новосибирск: Наука, 2012. 152 с.
 122. Баутин С.П., Крутова И.Ю. Закрутка газа при плавном стоке в условиях действия сил тяжести и Кориолиса // ТВТ. 2012. Т. 50. № 3. С. 473.
 123. Баутин С.П., Обухов А.Г. Математическое моделирование придонной части восходящего закрученного потока // ТВТ. 2013. Т. 51. № 4. С. 567.
 124. Баутин С.П. Математическое моделирование в вертикальной части восходящего закрученного потока // ТВТ. 2014. Т. 52. № 2. С. 271.